

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À  
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À TROIS-RIVIÈRES

COMME EXIGENCE PARTIELLE  
DE LA MAÎTRISE EN PHYSIQUE

PAR  
FRANÇOIS LEMAY

PHOTOPRODUCTION ET DÉSINTÉGRATION DU QUARK TOP  
DANS LE MODÈLE STANDARD ET LE  
MODÈLE SUPERSYMETRIQUE MINIMAL.

SEPTEMBRE 1995

Université du Québec à Trois-Rivières

Service de la bibliothèque

Avertissement

L'auteur de ce mémoire ou de cette thèse a autorisé l'Université du Québec à Trois-Rivières à diffuser, à des fins non lucratives, une copie de son mémoire ou de sa thèse.

Cette diffusion n'entraîne pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits de propriété intellectuelle, incluant le droit d'auteur, sur ce mémoire ou cette thèse. Notamment, la reproduction ou la publication de la totalité ou d'une partie importante de ce mémoire ou de cette thèse requiert son autorisation.

Nous voudrions remercier M. Chérif Hamzaoui pour avoir dirigé ce travail, M. Élie Boridy pour son support moral ainsi que toutes les personnes qui, de loin ou de proche, m'ont aidé à traverser les moments difficiles et en particulier ma compagne Sophie.

Un merci tout particulier à Joe Montana pour son support athlétique.

## TABLE DES MATIÈRES.

LISTE DES FIGURES.	v
LISTE DES SYMBOLES.	ix
RÉSUMÉ.	xi
INTRODUCTION.	1
CHAPITRE 1:	
CONCEPTS THÉORIQUES.	3
1.1 Rudiments d'électrodynamique quantique.	4
1.2 Neutrinos et chiralité.	5
1.3 Brisure de symétrie spontanée.	7
1.4 Rudiments des théories de jauge non abélienne.	9
1.5 Rudiments du modèle standard.	10
1.6 Éléments de supersymétrie.	15
CHAPITRE 2:	
ASPECT TECHNIQUE ET JUSTIFICATION DU PROBLÈME.	18
2.1 Pourquoi $\gamma\gamma$ ?	18
2.2 Production de photons de hautes énergies.	19
CHAPITRE 3:	
SECTION EFFICACE DE PHOTOPRODUCTION	
D'UN FERMION LOURD.	21
3.1 Définition du problème.	22
3.2 Méthode des traces.	23
3.3 Section efficace.	26
CHAPITRE 4:	
DÉSINTÉGRATION DU TOP DANS LE MODÈLE STANDARD.	28
4.1 Méthode d'inclusion de la désintégration.	28
4.2 Calcul du taux de désintégration.	32

4.3 Section efficace de photoproduction en fonction de $n_3$ et $n_4$ .	39
4.4 Largeur du quark top en fonction de sa masse.	41
CHAPITRE 5:	
DÉSINTÉGRATION DU TOP DANS LE MODÈLE SUPERSYMETRIQUE MINIMAL.	43
5.1 Calcul du taux de désintégration.	43
5.2 Spécification du couplage $tbH^+$ .	45
CHAPITRE 6:	
RÉSULTATS ET DISCUSSION.	48
6.1 Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ .	48
6.2 Production et désintégration du top dans le MS.	55
6.3 Production et désintégration du top dans le MSSM.	64
CONCLUSION.	72
APPENDICE: NOTATION ET REPRÉSENTATION DE DIRAC.	74
BIBLIOGRAPHIE.	75

## LISTE DES FIGURES.

FIGURE 3.1: Diagrammes de Feynman $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$ .	22
FIGURE 4.1: Diagramme de Feynman $t \rightarrow bW^+$ .	33
FIGURE 4.2: Diagramme de Feynman $\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-$ .	38
FIGURE 5.1: Diagramme de Feynman $t \rightarrow bH^+$ .	46
FIGURE 6.1: Section efficace différentielle [pb] vs $x$ $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ sans polarisation. $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ .	49
FIGURE 6.2: Section efficace différentielle [pb] vs $x$ $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ . $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ , fermions non polarisés, $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ .	50
FIGURE 6.3: Section efficace différentielle [pb] vs $x$ $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ . $\lambda_1 = 1$ , $\lambda_2 = -1$ , fermions non polarisés, $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ .	50
FIGURE 6.4: Section efficace différentielle [pb] vs $x$ $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ . $\lambda_1 = 1$ , $\lambda_2 = -1$ , $\lambda_3 = 1/2$ , $\lambda_4 = 1/2$ , $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ .	51
FIGURE 6.5: Section efficace différentielle [pb] vs $x$ $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ . $\lambda_1 = 1$ , $\lambda_2 = -1$ , $\lambda_3 = 1/2$ , $\lambda_4 = -1/2$ , $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ .	52
FIGURE 6.6: Section efficace totale [pb] vs $E[\text{GeV}]$ $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ . Aucune polarisation. $m_t = 175\text{GeV}$ .	53
FIGURE 6.7: Section efficace totale [pb] vs $E[\text{GeV}]$ $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ . $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ , fermions non polarisés. $m_t = 175\text{GeV}$ .	54
FIGURE 6.8: Section efficace totale [pb] vs $E[\text{GeV}]$ $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ . $\lambda_1 = 1$ , $\lambda_2 = -1$ , fermions non polarisés. $m_t = 175\text{GeV}$ .	54

FIGURE 6.9: Taux de désintégration du top dans le MS. $x = 0.85$ $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ $\lambda_6 = 1$ .	56
FIGURE 6.10: Taux de désintégration du top dans le MS. $x = 0.85$ $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ $\lambda_6 = -1$ .	56
FIGURE 6.11: Taux de désintégration du top dans le MS. $x = 0.85$ $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ $\lambda_6 = 0$ .	57
FIGURE 6.12: Section efficace différentielle $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$ dans le MS. Photons non polarisés. $x = 0.85$ $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ $\lambda_6 = 1$ .	58
FIGURE 6.13: Section efficace différentielle $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$ dans le MS. Photons non polarisés. $x = 0.85$ $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ $\lambda_6 = -1$ .	59
FIGURE 6.14: Section efficace différentielle $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$ dans le MS. Photons non polarisés. $x = 0.85$ $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ $\lambda_6 = 0$ .	59
FIGURE 6.15: Section efficace différentielle $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$ dans le MS. Photons polarisés: $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ . $x = 0.85$ $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ $\lambda_6 = 1$ .	60
FIGURE 6.16: Section efficace différentielle $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$ dans le MS. Photons polarisés: $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ . $x = 0.85$ $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ $\lambda_6 = -1$ .	61
FIGURE 6.17: Section efficace différentielle $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$ dans le MS. Photons polarisés: $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ . $x = 0.85$ $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ $\lambda_6 = 0$ .	61
FIGURE 6.18: Section efficace différentielle $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$ dans le MS. Photons polarisés: $\lambda_1 = \lambda_2 = -1$ . $x = 0.85$ $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ $\lambda_6 = 1$ .	62
FIGURE 6.19: Section efficace différentielle $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$ dans le MS. Photons polarisés: $\lambda_1 = \lambda_2 = -1$ . $x = 0.85$ $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ $\lambda_6 = -1$ .	63
FIGURE 6.20: Section efficace différentielle $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$ dans le MS. Photons polarisés: $\lambda_1 = \lambda_2 = -1$ . $x = 0.85$ $E = 500\text{GeV}$ , $m_t = 175\text{GeV}$ $\lambda_6 = 0$ .	63

- FIGURE 6.21: Taux de désintégration  $t \rightarrow bH^+$  dans le MSSM.  
 $x = 0.85$   $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  
 $\tan\beta = 5$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = -1/2$ . 64
- FIGURE 6.22: Taux de désintégration  $t \rightarrow bH^+$  dans le MSSM.  
 $x = 0.85$   $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  
 $\tan\beta = 5$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ . 65
- FIGURE 6.23: Taux de désintégration  $t \rightarrow bH^+$  dans le MSSM.  
 $x = 0.85$   $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  
 $\tan\beta = 20$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = -1/2$ . 66
- FIGURE 6.24: Taux de désintégration  $t \rightarrow bH^+$  dans le MSSM.  
 $x = 0.85$   $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  
 $\tan\beta = 20$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ . 67
- FIGURE 6.25: Taux de désintégration  $t \rightarrow bH^+$  dans le MSSM.  
 $x = 0.85$   $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  
 $\tan\beta = 35$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = -1/2$ . 67
- FIGURE 6.26: Taux de désintégration  $t \rightarrow bH^+$  dans le MSSM.  
 $x = 0.85$   $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  
 $\tan\beta = 35$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ . 68
- FIGURE 6.27: Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bH^+\bar{t}$   
dans le MSSM. Photons non polarisés.  
 $x = 0.85$   $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  
 $\tan\beta = 20$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ . 68
- FIGURE 6.28: Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bH^+\bar{t}$   
dans le MSSM. Photons polarisés:  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ .  
 $x = 0.85$   $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  
 $\tan\beta = 20$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = -1/2$ . 69
- FIGURE 6.29: Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bH^+\bar{t}$   
dans le MSSM. Photons polarisés:  $\lambda_1 = 1, \lambda_2 = -1$ .  
 $x = 0.85$   $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  
 $\tan\beta = 20$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ . 69
- FIGURE 6.30: Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bH^+\bar{t}$   
dans le MSSM. Photons non polarisés.  
 $x = 0.85$   $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  
 $\tan\beta = 35$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ . 70
- FIGURE 6.31: Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bH^+\bar{t}$



dans le MSSM. Photons polarisés:  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ .

$x = 0.85$   $E = 500 GeV$ ,  $m_t = 175 GeV$ ,

$\tan \beta = 35$ ,  $M_{H^+} = 150 GeV$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ .

70

FIGURE 6.32: Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bH^+\bar{t}$

dans le MSSM. Photons polarisés:  $\lambda_1 = 1, \lambda_2 = -1$ .

$x = 0.85$   $E = 500 GeV$ ,  $m_t = 175 GeV$ ,

$\tan \beta = 35$ ,  $M_{H^+} = 150 GeV$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ .

71

## LISTE DES SYMBOLES.

- $A^\mu$  potentiel électromagnétique.  
 $B^\mu$  champ de jauge du groupe  $U(1)$  dans le MS.  
 $b$  quark bottom.  
 $c$  quark charm.  
 $D^\mu$  dérivée covariante.  
 $d$  quark down.  
 $E$  énergie d'une particule.  
 $e$  charge d'une particule, électron, positron.  
 $F^{\mu\nu}$  tenseur électromagnétique ou d'un champ de jauge en général.  
 $f$  fermion.  
 $g$  constante de couplage des interactions faibles.  
 $g^{\mu\nu}$  tenseur métrique.  
 $H$  boson de Higgs.  
 $I_k$  matrice de Pauli multipliée par un facteur  $1/2$ .  
 $I_3$  isospin faible.  
 $J_z$  composante du moment cinétique selon l'axe d'incidence.  
 $k$  vecteur d'impulsion d'un boson.  
 $L$  lagrangien.  
 $M$  masse d'un boson, matrice de transition d'état.  
 $m$  masse d'un fermion.  
 $n$  faux vecteur de spin.  
 $p$  vecteur d'impulsion d'un fermion.  
 $Q$  charge d'une particule en unité de  $e$ , opérateur supersymétrique.  
 $q$  transfert d'impulsion.  
 $s$  vecteur de spin, variable de Mandelstam, quark strange.  
 $t$  variable de Mandelstam.

$u$  spineur d'un fermion, variable de Mandelstam, quark up.  
 $v$  spineur d'un anti-fermion, valeur moyenne du vide.  
 $W_k^{\mu\nu}$ ,  $W_{\pm}^{\mu\nu}$  champ de jauge du groupe SU(2) dans le MS.  
 $W$  boson de jauge chargé des interactions faibles.  
 $x$  cosinus de l'angle de diffusion dans le repère CM.  
 $Y$  hypercharge.  
 $y$  cosinus de l'angle zénithal du  $b$ .  
 $Z^\mu$  partie neutre du champ de jauge du groupe SU(2) dans le MS.  
 $Z$  boson de jauge neutre des interactions faibles.  
 $z$  cosinus de l'angle zénithal du  $W$ .  
 $\alpha$  constante de structure fine.  
 $\Gamma$  largeur d'une particule, taux de désintégration.  
 $\gamma$  photon.  
 $\gamma^\mu$  matrice de Dirac.  
 $\epsilon$  vecteur de polarisation.  
 $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$  tenseur de Levi-Civita.  
 $\eta$  champ scalaire réel.  
 $\theta$  champ scalaire réel, angle de diffusion.  
 $\theta_c$  angle de Cabibbo.  
 $\theta_W$  angle de Weinberg.  
 $\Lambda_\pm$  projecteur d'état d'énergie positive ou négative.  
 $\lambda$  hélicité d'une particule.  
 $\nu_e$  neutrino de l'électron.  
 $\sigma$  section efficace.  
 $\phi$  champ scalaire complexe.  
 $\chi$  fonction de jauge.  
 $\psi$  spineur de Dirac.

## RÉSUMÉ.

Dans ce document, nous nous penchons sur la production du quark top par la collision de deux photons en mettant l'accent sur la polarisation des faisceaux incidents et la dépendance des spins de l'état final. Le document commence par un résumé du modèle standard et des notions qui sont à la fois fondamentales et nécessaires à sa compréhension. On donne également une petite introduction aux modèles supersymétriques. Une fois le cadre théorique mis en place, on calcule la section efficace  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$  en n'effectuant aucune sommation sur les états de spin. On se penche ensuite sur la désintégration du top dans le modèle standard. La largeur du top est beaucoup plus petite que sa masse et on montre que ceci nous permet d'introduire une approximation par laquelle on peut calculer la section efficace de production et la désintégration séparément et les mettre ensemble ensuite. On applique cette méthode au processus  $t \rightarrow bW^+$  dans le modèle standard et  $t \rightarrow bH^+$  dans le modèle supersymétrique minimal. Ce calcul nous amène à dériver une expression du taux de désintégration d'une particule en mouvement. Finalement, on présente des résultats de tous ces calculs. La désintégration est d'abord laissée de côté pour faire place à la production. On analyse, en faisant appel à des arguments de conservation du moment cinétique, la section efficace pour différentes polarisations. On constate que certaines d'entre elles favorisent certains états de spin du top. La section efficace totale en fonction de l'énergie est aussi discutée. On introduit ensuite la désintégration et on voit, pour chaque polarisation du  $W$ , comment cela affecte la section efficace. Dans le cas du modèle supersymétrique, on a choisi  $M_{H^+} = 150 \text{ GeV}$  et les cas  $\tan\beta = 5, 20, 35$  sont étudiés.

PHYSIQUE, PARTICULE, PHOTON, QUARK, POLARISATION,  
DÉSINTÉGRATION, TOP.

## INTRODUCTION.

Le présent travail a pour objet la photoproduction et la désintégration du quark top. Le quark top est un fermion très lourd ( $175\text{GeV}$ ) dont l'existence était prévue par le modèle standard depuis la découverte du quark bottom. Il aurait été détecté au printemps 1994 à FermiLab. Parce qu'il est très instable, le top n'a pas le temps de constituer un hadron lorsqu'il est créé. Il se désintègre le plus souvent en un bottom et un  $W$ . Il est donc intéressant de savoir en quoi cette désintégration rapide affecte la section efficace du processus de production, et c'est ce que nous nous sommes proposé de faire. D'autre part, il est possible de tirer profit du fait qu'il est très instable, et nous verrons en quoi cela permet de simplifier le problème.

Au chapitre 1, nous allons passer en revue le modèle standard des interactions électro-faibles. On verra comment les interactions sont engendrées et comment le modèle peut donner une masse aux bosons de jauge et aux fermions. Nous aborderons également les modèles supersymétriques puisqu'un mode de désintégration du top qui est propre à ces modèles sera étudié.

Au chapitre 2, nous expliquerons ce qui justifie d'étudier le top par une collision de photons. Nous verrons les avantages sur le plan de la physique, mais aussi comment il serait techniquement possible de faire cette expérience.

Au chapitre 3, on effectuera le calcul de la section efficace  $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$  en gardant explicite la dépendance des spins et en ne négligeant pas la masse des fermions produits. On pourra mieux comprendre comment la polarisation des faisceaux de photons affecte les distributions angulaires et aussi comment certains états de spin du top sont favorisés dans certaines circonstances.

Au chapitre 4, une méthode est présentée pour inclure dans la section efficace de production la désintégration du fermion. Une approximation est introduite et s'avère applicable au quark top car sa largeur est beaucoup plus petite que sa masse. On utilise ensuite cette méthode pour la désintégration  $t \rightarrow bW^+$

qu'on veut inclure dans la section efficace calculée au chapitre 3.

Au chapitre 5, la méthode du chapitre 4 est appliquée au mode de désintégration  $t \rightarrow bH^+$  prévu par le modèle supersymétrique minimal.

Au chapitre 6, des résultats des calculs des chapitre 3, 4 et 5 sont présentés sous forme graphique. Ces derniers sont évidemment accompagnés de commentaires.

En terminant, mentionnons que ce document ne se veut pas une étude exhaustive du sujet. Des résultats plus complets que ceux obtenus nécessiteraient de pousser plus loin le travail en ayant recours notamment à des simulations numériques.

## CHAPITRE 1

### CONCEPTS THÉORIQUES.

Dans ce chapitre, nous allons résumer brièvement la théorie du modèle de Glashow (1961), Salam (1968) et Weinberg (1967), modèle très connu aussi sous le nom de modèle standard (MS). Ce modèle décrit les interactions électro-faibles entre les particules élémentaires. Nous n'aborderons pas dans le présent travail le problème des interactions fortes entre quarks. Evidemment, la gravité est aussi tenue sous silence.

A l'heure actuelle, le MS n'a pas encore été pris en défaut par l'expérience. C'est à la fois heureux et malheureux. Heureux parce qu'il est à peu près démontré qu'il s'agit là d'une bonne théorie pour décrire les phénomènes microscopiques à basse énergie (nous entendons ici par basse énergie les énergies atteintes dans les accélérateurs existants). En effet, toutes les particules prévues par ce modèle ont révélé leur existence à l'exception du boson de Higgs, le quark top étant la dernière à ce stade-ci. Toutefois, certains aspects du modèle, ou certaines questions auxquelles il ne répond pas ont amené beaucoup de gens à aller au-delà du MS. D'autres modèles ont donc été élaborés jusqu'ici, et leurs prévisions à basse énergie doivent être en accord avec celles du MS. Or, en validant le MS, l'expérience ne nous fournit aucun indice sur ce que devrait être un modèle qui se veut plus général. Il en résulte un éparpillement théorique où on assiste à une multiplication des modèles et où personne ne sait vraiment qui a tort et qui a raison.

Parmi ces modèles, nous considérerons le modèle supersymétrique minimal (Haber et Kane, 1985) (MSSM). Nous nous pencherons sur un processus dans le MSSM au chapitre 6, et nous aborderons rapidement quelques uns de ses aspects théoriques dans le présent chapitre. En attendant, débutons avec les interactions électromagnétiques.

### 1.1 Rudiments d'électrodynamique quantique (EDQ).

L'électrodynamique quantique est la théorie quantique des interactions électromagnétiques qui décrit les photons et les particules chargées. C'est une théorie de jauge basée sur le groupe  $U(1)$ . Le boson de jauge, particule qui véhicule l'interaction, est le photon. C'est l'EDQ qui explique le mieux présentement la nature de la lumière. Le photon ayant une masse nulle, nul besoin de recourir à la notion de brisure de symétrie spontanée. De plus, le photon étant neutre, il ne peut pas provoquer de transition entre particules comme c'est le cas avec les interactions faibles. Nous n'aurons donc pas besoin ici de la notion de chiralité. Enfin, l'EDQ est une théorie renormalisable à tous les ordres de perturbations.

Le lagrangien de l'EDQ est (Depommier, 1990)

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\partial\!\!\!/ - eA - m)\psi \quad (1.1)$$

où  $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$  est le tenseur électromagnétique,  $\psi$  est un spineur de Dirac (4 composantes) pouvant représenter à la fois les états de spin et les états d'énergie positive ou négative (anti-particule), et  $A^\mu$  est le potentiel électromagnétique. Ce lagrangien est invariant sous une transformation de jauge locale du genre

$$A^\mu \rightarrow A'^\mu = A^\mu - \partial^\mu \chi, \quad (1.2a)$$

$$\psi \rightarrow \psi' = \exp(ie\chi)\psi. \quad (1.2b)$$

Cette transformation est dite locale parce que la fonction  $\chi$  dépend des  $x^\mu$ . Seule la présence du champ  $A^\mu$  assure l'invariance de jauge. En l'absence du champ  $A^\mu$ , l'équation n'est invariante que sous la transformation globale, i.e. quand  $\chi$  ne dépend pas des  $x^\mu$ . Cette symétrie implique, en vertu du théorème de Noether, la conservation du courant. En présence du champ, et donc de la symétrie locale, il sera commode de définir un opérateur de dérivation dit covariant sous la transformation de jauge locale:

$$D^\mu = \partial^\mu + ieA^\mu \quad (1.3)$$

ayant la propriété suivante sous la transformation de jauge:



$$D^\mu \psi \rightarrow D'^\mu \psi' = \exp(i e \chi) D^\mu \psi. \quad (1.4)$$

Mais revenons au lagrangien lui-même (équ. 1.1). On reconnaît dans le premier terme le lagrangien d'un champ électromagnétique libre, i.e. un champ en l'absence de charges et de courant. Le terme  $\bar{\psi}(i\partial - m)\psi$  représente le mouvement d'un fermion libre. C'est en fait le lagrangien de l'équation de Dirac d'une particule libre. L'interaction photon-fermion est donc inscrite dans le terme

$$-ie\bar{\psi}\not{A}\psi = -ie\bar{\psi}\gamma_\mu A^\mu \psi. \quad (1.5)$$

On en déduit que le couplage photon-fermion est

$$-ie\gamma_\mu. \quad (1.6)$$

La subtilité de ce lagrangien est contenue dans ce terme. On a fait remarquer plus haut que  $L$  était invariant sous une transformation locale du groupe  $U(1)$ , et ce grâce au terme d'interaction. Sans ce terme, seule la symétrie globale survit. Or c'est justement en exigeant de cette symétrie qu'elle soit locale et en modifiant en conséquence le lagrangien sans interaction qu'on obtient le dit terme d'interaction.

Dernière remarque, le lagrangien ne contient pas de terme de la forme  $A^2$ . Ce terme a la forme d'un terme de masse. On peut voir en effet par le biais d'une analyse dimensionnelle qu'un terme de la sorte serait précédé d'un facteur de masse au carré. Cette masse serait celle du photon. Son absence est donc liée à la masse nulle du photon. Notons qu'un terme de cette forme briserait l'invariance de jauge. L'invariance de jauge des interactions électromagnétiques est donc une conséquence du fait que le photon est une particule sans masse (Depommier, 1990) et a pour conséquence la conservation du courant électromagnétique.

## 1.2 Neutrinos et chiralité.

Le neutrino (spin-1/2) est une particule assez étrange. D'abord, comme son nom l'indique, il n'a pas de charge électrique. Il n'interagit donc pas avec le photon. Ensuite, comme ce n'est pas un quark, il est aussi insensible aux interactions fortes. La seule chose qui puisse l'influencer est l'interaction faible. C'est la raison d'ailleurs pourquoi il est si difficile à détecter. Il n'a pas de masse,

ou alors une masse extrêmement faible. Et finalement, son hélicité (projection du spin sur l'impulsion) est toujours négative, ou presque toujours.

Dans le modèle standard, nous supposons a priori que le neutrino n'a pas de masse et que son hélicité est toujours négative. Ce n'est pas le cas dans tous les modèles. Cela reste tout au moins une excellente approximation de la réalité (expérimentalement, le neutrino de l'électron a une masse inférieure à  $2 \times 10^{-8} \text{ GeV}$ ).

Voyons maintenant les conséquences de tout cela. D'abord, le fait qu'un seul état d'hélicité soit accessible à une particule viole la parité. L'hélicité étant un pseudo-scalaire, elle change de signe sous une transformation de parité. Une physique invariante sous une transformation de parité exige donc que les deux états d'hélicité participent également à l'interaction (Aitchison et Hey, 1989).

Soit  $u(p, \lambda)$  le spineur d'un fermion. On peut montrer que (Haber, 1994)

$$u\bar{u} = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5 \not{s})(\not{p} + m) \quad (1.7)$$

où  $\lambda$  est l'hélicité et  $s$  le vecteur de spin. Si la masse de ce fermion tend vers zéro, on a  $\not{s} \rightarrow (2\lambda/m)\not{p}$  et cette expression devient

$$u\bar{u} = \frac{1}{2}(1 + 2\lambda\gamma_5)\not{p}. \quad (1.8)$$

Dans le cas du neutrino,  $\lambda = -1/2$ . Apparaît alors le projecteur d'état gauche:

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5). \quad (1.9)$$

Le projecteur d'état droit est

$$P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5). \quad (1.10)$$

Ce sont les opérateurs de chiralité. L'espace des états d'un système physique peut être divisé en deux sous-espaces orthogonaux gauche et droit. Lorsqu'un fermion n'a pas de masse, la chiralité et l'hélicité deviennent deux choses identiques. Nous dirons par convention qu'il n'y a que des neutrinos gauches. Cette affirmation exclut automatiquement la présence d'un terme de masse pour le neutrino dans le lagrangien, car ce genre de terme mélange les états gauches avec les états droits (Depommier, 1990):

$$\bar{\psi}\psi = \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L \quad (1.11)$$

qui est évidemment nul si  $\psi_R$  est exclu. Nous utiliserons la notion de chiralité quand nous parlerons du modèle standard.

### 1.3 Brisure de symétrie spontanée.

A la section 1.5, nous allons développer le lagrangien du MS. Mais auparavant, il est impératif de se pencher sur une difficulté à laquelle nous serons confronté. Il est clair physiquement, à cause de leur courte portée, que les interactions faibles sont véhiculées par des bosons de jauge massifs (Aitchison et Hey, 1989). Or, nous avons vu que ceci pose un problème d'invariance de jauge. Pour solutionner ce problème, nous allons recourir au mécanisme de Higgs. Pour illustrer ce mécanisme, étudions l'exemple suivant: comment pourrions-nous donner une masse au photon tout en préservant l'invariance de jauge?

Pour y arriver, écrivons un lagrangien décrivant d'une part le champ électromagnétique et d'autre part un nouveau champ scalaire complexe  $\phi$  (Depommier, 1990).

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (D^\mu\phi)^*(D_\mu\phi) + \mu^2(\phi^*\phi) - \lambda(\phi^*\phi)^2. \quad (1.12)$$

Le deuxième terme est le lagrangien de l'équation de Klein-Gordon pour une particule scalaire sans masse dans un champ électromagnétique:  $D^\mu D_\mu\phi = 0$ .  $\mu^2$  et  $\lambda$  sont des constantes positives. Les deux derniers termes correspondent à un potentiel:

$$V(\phi) = -\mu^2(\phi^*\phi) + \lambda(\phi^*\phi)^2. \quad (1.13)$$

La caractéristique déterminante d'un champ scalaire est qu'il se couple avec le champ électromagnétique par le biais d'un terme de la forme  $g^2\phi^*\phi A_\mu A^\mu$ . Bien qu'il s'agisse d'un terme d'interaction, la forme ressemble étrangement à un terme de masse. Tout le mécanisme de Higgs est basé là-dessus.

On peut se demander aussi ce que vient faire le potentiel que nous avons introduit dans le lagrangien. Ce potentiel est conçu pour donner une valeur non nulle au champ  $\phi$  dans l'état fondamental, i.e. le vide. Pour connaître la valeur que prend  $\phi$  dans le vide, il faut minimiser le potentiel  $V(\phi)$ . On a un

minimum pour  $\phi = \sqrt{\mu^2/2\lambda} \exp(i\omega)$  qui est bien une valeur non nulle. On écrira en général

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta + v) \exp(ig\theta/v) \quad (1.14)$$

avec  $v = \sqrt{\mu^2/\lambda}$ . Voyons ce qui se passe quand on substitue cette expression dans le lagrangien. Penchons-nous en particulier sur le terme

$$\begin{aligned} (D_\mu \phi)^*(D^\mu \phi) = \frac{1}{2} \left[ (\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) + \frac{g^2}{v^2}(\eta + v)^2 (\partial_\mu \theta)(\partial^\mu \theta) \right. \\ \left. + g^2(\eta + v)^2 A_\mu A^\mu + 2\frac{g^2}{v}(\eta + v)^2 (\partial_\mu \theta)A^\mu \right]. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Dans ce terme, on a deux champs scalaires qui sont couplés avec le champ électromagnétique:  $\theta$  et  $(\eta + v)$ . Le photon est sans masse et a donc deux états de polarisation, ce qui nous fait quatre degrés de liberté en tout. On sait que ce lagrangien est invariant sous la transformation de jauge:

$$\phi \rightarrow \phi' = \exp(-ig\theta/v)\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta + v), \quad (1.16a)$$

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{v}\partial_\mu \theta, \quad (1.16b)$$

$$F_{\mu\nu} \rightarrow F'_{\mu\nu} = F_{\mu\nu} \quad (1.16c)$$

et

$$D_\mu \phi \rightarrow D'_\mu \phi' = \exp(-ig\theta/v)D_\mu \phi. \quad (1.16d)$$

Une fois cette transformation de jauge appliquée, on trouve

$$(D_\mu \phi')^*(D^\mu \phi') = \frac{1}{2} \left[ (\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) + g^2(\eta + v)^2 A_\mu A^\mu \right]. \quad (1.17)$$

La première chose qui nous frappe est l'absence du champ  $\theta$ . On a donc perdu un degré de liberté. Pour le récupérer, nous allons interpréter différemment le dernier terme. Si on considère que le champ scalaire restant est  $\eta$  et non  $(\eta + v)$ , alors on a un terme

$$g^2 v^2 A_\mu A^\mu \quad (1.18)$$

qui ne contient plus le champ scalaire et qui doit par conséquent être interprété comme un terme de masse. La masse du photon est  $gv$  et le degré de liberté manquant est retrouvé par le nouvel état de polarisation longitudinale auquel le photon a maintenant accès. Le champ scalaire restant est le boson de Higgs.

Deux jauges équivalentes donc, mais une seule qui correspond au bon point de vue physique. Si le photon avait vraiment une masse, la jauge physique serait la seconde. Il serait possible de travailler avec la première à condition cependant d'inclure les couplages avec le champ scalaire  $\theta$ . Mais cette particule scalaire serait fictive. C'est à ce niveau qu'il y a brisure de symétrie. D'une part, les deux points de vue sont équivalents (symétrie). Que le photon ait une masse ou que la particule  $\theta$  existe sont deux réalités équivalentes. Mais dans les faits, la nature en choisira une (brisure de la symétrie).

On retrouve ce genre de raisonnement en mécanique classique lorsqu'on traite les référentiels accélérés. Deux points de vue sont alors valables: le référentiel est non galiléen et des termes inertiels en sont la manifestation, ou on considère le référentiel comme étant galiléen et on ajoute des forces fictives au problème. Les deux points de vue sont rigoureusement équivalents, mais un seul correspond à la réalité.

#### 1.4 Rudiments des théories de jauge non abélienne.

Avant d'entrer dans le vif du MS, faisons rapidement le survol des notions élémentaires des théories de jauge non abélienne. Pour des raisons de simplicité, et aussi parce que c'est ce qui nous concerne dans le MS, nous nous contenterons d'étudier le cas du groupe  $SU(2)$ . Dans ce groupe, la transformation de jauge est (Depommier, 1990)

$$\psi \rightarrow \psi' = \exp(iI_k \alpha_k) \psi \quad (1.19)$$

où  $\psi$  est un doublet,  $I_k$  les générateurs du groupe soit les matrices de Pauli multipliées par un facteur  $1/2$ , et  $\alpha_k$  trois phases. La dérivée covariante est  $D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu$  avec  $g$  la constante de couplage associée au groupe SU(2) et

$$A_\mu = I_k A_\mu^k. \quad (1.20)$$

un potentiel d'interaction (il ne s'agit plus de photons ici). La condition de covariance

$$D_\mu \psi \rightarrow D'_\mu \psi' = \exp(iI_k \alpha_k) D_\mu \psi \quad (1.21)$$

nous indique que la règle de transformation du potentiel est

$$A'_\mu = \exp(iI_k \alpha_k) A_\mu \exp(-iI_l \alpha_l) - \frac{1}{g} \exp(iI_k \alpha_k) (\partial_\mu \alpha_l) I_l \exp(-iI_m \alpha_m). \quad (1.22)$$

Le tenseur du champ est défini par

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig[A_\mu, A_\nu]. \quad (1.23)$$

Ce tenseur se transforme de la façon suivante:

$$F_{\mu\nu} \rightarrow F'_{\mu\nu} = \exp(iI_k \alpha_k) F_{\mu\nu} \exp(-iI_l \alpha_l). \quad (1.24)$$

Mais la quantité qui intervient dans le lagrangien est

$$\text{Tr}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) = \text{Tr}(F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu}) \quad (1.25)$$

qui est invariante sous la transformation de jauge. Dans la section suivante, nous devons générer un champ de jauge basé sur ce groupe.

### 1.5 Rudiments du modèle standard.

Le modèle standard est une théorie de jauge non abélienne à symétrie brisée décrivant les interactions électro-faibles entre leptons et quarks. Ce modèle est fondé sur le groupe SU(2)×U(1). Il doit respecter un certain nombre d'observations physiques, notamment (Depommier, 1990)

la violation maximale de la parité dans les courants faibles chargés,

la masse nulle du neutrino,  
et la masse nulle du photon.

Dans le but d'obéir à ces contraintes, les états physiques gauches seront des doublets obéissant à la symétrie SU(2), et les états physique droits seront des singulets obéissant à la symétrie U(1). Les neutrinos, on le sait, n'auront pas d'état droit et ne pourront pas avoir de masse. Pour l'instant, nous allons nous limiter à une seule génération de leptons et de quarks:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R.$$

Un champ scalaire est introduit sous forme de doublet qu'on peut écrire:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + v \end{pmatrix} \exp(igI_k\theta_k/v) \quad (1.26)$$

qui se transforme par

$$\phi \rightarrow \phi' = \exp(igI_k\alpha_k + ig'\frac{1}{2}Y\alpha_0)\phi. \quad (1.27)$$

Le champ scalaire introduit ne contient que trois phases  $\theta_k$  sur une possibilité de quatre. En effet, aucune phase n'a été introduite pour le groupe U(1). C'est que le photon doit rester sans masse. On n'a donc besoin que de trois phases (il faut noter cependant que la transformation de jauge a été écrite en général et contient donc quatre phases  $\alpha_k$  et  $\alpha_0$ ). Le champ scalaire  $\eta$  est le boson de Higgs qui lui ne sera pas absorbé. La transformation de jauge nous permet d'avoir

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + v \end{pmatrix}. \quad (1.28)$$

C'est dans cette jauge qu'on pourra avoir trois bosons massifs. La dérivée covariante s'écrit

$$D_\mu = \partial_\mu + igI_k W_\mu^k + ig'\frac{1}{2}Y B_\mu \quad (1.29)$$

où  $Y$  est l'hypercharge. On attribue au secteur scalaire une hypercharge de un. Dans le vide, on a

$$(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) = \begin{pmatrix} 0 & v \end{pmatrix} \left[ \partial^\mu - ig I_k W_k^\mu - ig' \frac{1}{2} B^\mu \right] \left[ \partial_\mu + ig I_k W_{k\mu} + ig' \frac{1}{2} B_\mu \right] \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (1.30)$$

Le terme  $g I_k W_k^\mu + g' \frac{1}{2} B^\mu$  est proportionnel à

$$\begin{pmatrix} g W_3^\mu + g' B^\mu & g W_1^\mu - ig W_2^\mu \\ g W_1^\mu + ig W_2^\mu & -g W_3^\mu + g' B^\mu \end{pmatrix}. \quad (1.31)$$

Le terme de masse est donc

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} 0 & v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g W_3^\mu + g' B^\mu & g W_1^\mu - ig W_2^\mu \\ g W_1^\mu + ig W_2^\mu & -g W_3^\mu + g' B^\mu \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= g^2 v^2 (W_1^\mu + i W_2^\mu)(W_{1\mu} - i W_{2\mu}) + v^2 (-g W_3^\mu + g' B^\mu)(-g W_{3\mu} + g' B_\mu). \end{aligned} \quad (1.32)$$

Nous allons diagonaliser cette expression pour faire disparaître les termes mixtes entre  $W_{\mu 3}$  et  $B_\mu$ . Ceux-ci représentent les courants neutres parce qu'ils sont multiplié par des matrices diagonales dans l'interaction et ne provoquent donc pas de transitions dans les doublets (état gauche). La diagonalisation se fait par la transformation orthogonale suivante:

$$W_3^\mu = Z^\mu \cos \theta_W + A^\mu \sin \theta_W \quad (1.33a)$$

$$B_3^\mu = -Z^\mu \sin \theta_W + A^\mu \cos \theta_W. \quad (1.33b)$$

La masse nulle du photon nous amène à poser  $g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$  pour annuler le terme  $A_\mu A^\mu$ . Par ailleurs, il nous reste

$$\frac{(vg)^2}{\cos^2 \theta_W} Z^\mu Z_\mu. \quad (1.34)$$

Les courants faibles chargés sont contenus dans

$$g(I_1 W_1^\mu + I_2 W_2^\mu) = \frac{1}{2} g(I_+ W_-^\mu + I_- W_+^\mu).$$

La seconde représentation correspond bien aux transitions dans les doublets et  $W^\pm$  sont les deux bosons de jauge chargés. On le constate en écrivant explicitement



$$I_+ = I_1 + iI_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.35a)$$

$$I_- = I_1 - iI_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.35b)$$

$W_+^\mu = W_1^\mu + iW_2^\mu$  et  $W_-^\mu = W_1^\mu - iW_2^\mu$ . Les masses des bosons de jauge sont donc  $M_W = \frac{1}{2}vg = M_Z \cos \theta_W$ .

Penchons-nous maintenant sur les interactions entre fermions et bosons de jauge. Ces interactions sont contenues dans le terme

$$\bar{\psi}_F \gamma_\mu (-g I_k W_k^\mu - g' \frac{1}{2} Y B^\mu) \psi_F. \quad (1.36)$$

Commençons par les courants chargés. Ces derniers ne font intervenir que les parties gauches des états physiques:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L = P_L \psi_{leptons} = \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi_{leptons}. \quad (1.37)$$

Les termes d'interaction seront dans le cas des leptons (ils sont semblables pour les quarks):

$$g[\bar{\nu}_e \gamma_\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} e^- W_+^\mu + \bar{e}^- \gamma_\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} \nu_e W_-^\mu]. \quad (1.38)$$

La violation de la parité sera maximale car les coefficients de  $\gamma_\mu$  et de  $\gamma_\mu \gamma_5$  sont égaux dans le couplage. Par contre, ce ne sera pas le cas dans les courants neutres:

$$g \bar{\psi}_F \gamma_\mu \left[ Z^\mu \frac{1}{\cos \theta_W} (I_3 \cos^2 \theta_W - \frac{1}{2} Y \sin^2 \theta_W) + A^\mu \sin \theta_W (I_3 + \frac{1}{2} Y) \right] \psi_F. \quad (1.39)$$

$A^\mu$  étant le photon, on posera  $g \sin \theta_W = e$ , et  $Q = I_3 + \frac{1}{2} Y$ .  $I_3$  vaut  $\pm \frac{1}{2}$  et est appelé isospin faible. On fait une analogie entre le spineur et le doublet gauche. Le neutrino et le quark up se voient donc attribuer l'isospin  $+\frac{1}{2}$ , l'électron et le quark down l'isospin  $-\frac{1}{2}$ . De ce point de vue, un neutrino et un électron apparaissent comme deux états différents d'un même système physique.  $Q$  est la charge électrique en unité de charge élémentaire (charge d'un proton). Les quarks d'isospin  $+\frac{1}{2}$  ont une charge  $\frac{2}{3}e$  et les quarks d'isospin  $-\frac{1}{2}$  une

charge  $-\frac{1}{3}e$ . On peut alors faire les attributions d'hypercharge en conséquence. L'interaction avec les courants neutres peut donc s'écrire

$$\bar{\psi}_F \gamma_\mu \left[ Z^\mu \frac{g}{\cos \theta_W} (I_3 - Q \sin^2 \theta_W) + eQA^\mu \right] \psi_F. \quad (1.40)$$

Le photon ne fait pas de discrimination entre les états gauches et les états droits. Il n'est pas couplé avec le neutrino, celui-ci n'ayant pas de charge électrique. Le  $Z^0$  va interagir différemment avec les états gauches et les états droits. Pour le voir, rendons ces états explicites à l'aide des projecteurs de chiralité i.e. en utilisant  $\psi = \psi_L + \psi_R = P_L \psi + P_R \psi$  et en se rappelant que  $I_3$  n'intervient que dans l'état gauche, puisqu'il est relié au groupe SU(2):

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_F \left[ \frac{1 + \gamma_5}{2} \gamma_\mu \frac{g}{\cos \theta_W} (I_3 - Q \sin^2 \theta_W) \frac{1 - \gamma_5}{2} \right. \\ \left. + \frac{1 - \gamma_5}{2} \gamma_\mu (-Q \sin^2 \theta_W) \frac{1 + \gamma_5}{2} \right] \psi_F Z^\mu \\ = \bar{\psi}_F \gamma_\mu \left[ \left( \frac{1}{2} I_3 - Q \sin^2 \theta_W \right) - \frac{1}{2} I_3 \gamma_5 \right] \psi_F Z^\mu. \end{aligned} \quad (1.41)$$

On voit que la parité est violée, mais pas de façon maximale.

Nous avons vu comment le MS donnait de la masse aux bosons de jauge des interactions faibles. Nous venons de voir les interactions de ces derniers avec les fermions. Reste à résoudre le problème de la masse de ces fermions. On introduit de nouveaux couplages, dits couplages de Yukawa:

$$\begin{aligned} G_{up} \left[ \bar{L} \phi^c R + \bar{R} (\phi^c)^\dagger L \right] + G_{down} \left[ \bar{L} \phi R + \bar{R} \phi^\dagger L \right] \\ = G_{up} \left[ \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} u_R + \bar{u}_R \begin{pmatrix} v & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right] \\ + G_{down} \left[ \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} d_R + \bar{d}_R \begin{pmatrix} 0 & v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right]. \end{aligned} \quad (1.42)$$

Ces couplages reproduisent des termes de masse de Dirac, donc donnent de la masse aux fermions tout en préservant la symétrie SU(2) × U(1). La faiblesse de ce procédé est qu'il faut autant de nouvelles constantes de couplage qu'il y a de fermions massifs dans le modèle (Aitchison et Hey, 1989).

Pour étendre le modèle à plusieurs générations de fermions, on doit faire l'hypothèse que c'est le même groupe de symétrie qui s'applique aux nouvelles générations, avec les mêmes constantes de couplage. C'est l'hypothèse de l'universalité (Depommier, 1990). Le fait de considérer de nouvelles générations de fermions amène cependant un dernier problème.

Il est possible d'avoir des transitions diagonales entre les doublets constituant les différentes générations de quarks. Ainsi, en plus d'avoir  $d \rightarrow uW^-$ , on pourra avoir aussi  $s \rightarrow uW^-$ . Il faut tenir compte de ce mélange. Pour le cas de deux générations, on écrira les doublets

$$\begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \end{pmatrix}. \quad (1.43)$$

On peut mettre les amplitudes de probabilité de transition sous forme matricielle:

$$\begin{pmatrix} d_c \\ s_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}. \quad (1.44)$$

Dans le cas de deux générations, seul l'angle de Cabibbo ( $\theta_c$ ) est nécessaire pour décrire le mélange (Cabibbo, 1963). La matrice orthogonale ci-dessus est appelée matrice de Cabibbo.  $\theta_c$  ne peut être prédit et est donné par l'expérience. Evidemment, l'orthogonalité de la matrice vient du fait que, par exemple, la probabilité d'avoir  $s \rightarrow W^-c$  ou  $s \rightarrow W^-u$  est de un.

Pour un modèle à trois générations, la matrice de Cabibbo est remplacée par la matrice de Kobayashi-Maskawa (Kobayashi et Maskawa, 1973) qui en est la généralisation  $3 \times 3$ . Cette matrice est unitaire et dépend de trois angles et une phase, autant de nouveaux paramètres qui échappent à la prédiction et qui doivent être mesurés.

Pour finir, le MS est en bon accord avec l'expérience, mais muet sur un certain nombre de questions fondamentales. Il ne dit pas pourquoi il y a violation de la parité dans les courants faibles, ne donne aucun indice sur le nombre de générations de fermions, et contient une bonne quinzaine de paramètres libres. Le mécanisme de génération des masses est introduit de façon artificielle.

C'est pourquoi, malgré son succès, d'autres modèles ont été élaborés. Nous allons maintenant nous pencher sur l'un d'eux.

## 1.6 Éléments de Supersymétrie (SUSY).

Précisons d'abord que SUSY (Haber et Kane, 1985) ne constitue pas un modèle, mais bien une catégorie de modèles, tous basés sur ce qu'on appelle une supersymétrie. La supersymétrie est une symétrie hypothétique de la nature. Selon elle, on aurait un fermion associé à chaque boson, et un boson à chaque fermion. On peut en effet, comme il existe des opérateurs qui transforment des électrons en neutrino, postuler l'existence d'un opérateur qui transforme un boson en fermion et dont le conjugué effectue l'opération inverse (Kane, 1993):

$$Q|b\rangle = |f\rangle. \quad (1.45)$$

Par convention, les partenaires des bosons (fermions) seront nommés en ajoutant le suffixe -ino (ex.: photino, Wino...) et les partenaires des fermions (bosons) par le préfixe s- (ex.: selectron, up squark...). On notera un partenaire supersymétrique de la façon suivante:  $\tilde{e}$ ,  $\tilde{W}$ , ...

Il semble cependant que si cette symétrie existe, elle doit être brisée à basse énergie. Sinon, nous verrions des phénomènes tels qu'un atome d'hydrogène constitué d'un selectron et de trois squarks. Ce genre de chose n'ayant pas été observée, la supersymétrie ne peut qu'être brisée, si supersymétrie il y a. Mais justement, pourquoi y aurait-il une supersymétrie dans la nature?

Il y a de bonnes raisons de croire que la nature pourrait posséder une supersymétrie. D'abord parce qu'on peut en déduire le mécanisme de Higgs et qu'on n'a donc plus besoin de l'introduire à la main. De plus, une théorie supersymétrique invariante de jauge localement aurait des liens avec l'interaction gravitationnelle et permettrait peut-être d'unifier aux forces fortes et électrofaibles ce compagnon solitaire. Enfin, les modèles supersymétriques prévoient que le partenaire le plus léger serait stable. On aurait alors une particule dont la masse est de l'ordre du  $GeV$  et qui n'interagit pas fortement (Kane, 1993). Il serait possible d'expliquer le problème de la masse manquante de cette façon. Toutefois, même si tout cela est très attrayant, on ne doit pas oublier qu'aucune particule supersymétrique n'a été révélée par l'expérience jusqu'à ce jour.

Le modèle supersymétrique le plus simple est construit à partir du modèle standard. En autant qu'on connaît les masses des particules du modèle, on peut faire des prédictions théoriques. Il s'agit simplement de postuler l'existence de la supersymétrie et de construire les couplages.

On utilise les couplages déjà connus du MS, et on remplace par paires les particules par leurs partenaires. On obtient des couplages du MS supersymétrique. On doit toujours remplacer les particules du MS par paires pour des raisons de représentation de l'isospin faible. Mathématiquement, la présence d'un seul spineur n'est pas possible dans un terme du lagrangien, chaque terme devant être un scalaire. C'est pour cette raison d'ailleurs que la particule supersymétrique la moins massive doit être stable. Si on remplace les particules par paires dans les couplages, la désintégration d'un partenaire donne toujours un autre partenaire et ainsi de suite. Un partenaire stable finira donc par passer dans le détecteur, et ce doit évidemment être le plus léger.

Un modèle généré de cette façon pourrait s'appeler modèle standard supersymétrique. Nous l'appellerons modèle supersymétrique minimal (MSSM). Un mode de désintégration du top dans ce modèle sera étudié dans le chapitre 6 du présent travail.

## CHAPITRE 2

### ASPECT TECHNIQUE ET JUSTIFICATION DU PROBLÈME.

Ce chapitre sera consacré à motiver le problème en premier lieu, i.e. expliquer en quoi il serait avantageux d'utiliser une collision  $\gamma\gamma$  pour produire des fermions lourds, et, en second lieu, à faire un survol des différents aspects techniques qu'impliquerait un éventuel collisionneur  $\gamma\gamma$  de hautes énergies et les conséquences sur les résultats expérimentaux. Nous ne nous attarderons pas cependant sur ce dernier point, n'ayant pas tenu compte de ces conséquences dans notre travail subséquent.

#### 2.1 Pourquoi $\gamma\gamma$ ?

Étant donné qu'il n'existe pas encore à ce jour de collisionneur  $\gamma\gamma$  de hautes énergies, cette question nécessite une réponse. D'un point de vue général, il va de soi que l'utilisation de photons pour lever le voile entre nous et la réalité naturelle du monde n'est pas du tout nouvelle. C'est en fait le moyen qu'utilisent la plupart des individus tous les jours pour leur environnement quotidien. Du côté scientifique, le microscope électronique est historiquement très récent et le photon est encore très utilisé. Ceci pour dire qu'il y a une certaine noblesse à envisager d'utiliser des photons pour sonder la matière aux plus petites échelles atteignables.

Mais en ce qui nous concerne vraiment, il y a deux raisons fondamentales qui font du photon un outil justifié:

D'abord, la photoproduction de particules ne fait intervenir, contrairement à une collision  $e^+e^-$ , que l'électrodynamique quantique. Ceci fait du mode de production photonique un processus indépendant du modèle utilisé (Baillargeon, Bélanger et Boudjema, 1994). La production étant alors un phénomène très bien

compris, il est plus facile ensuite de se pencher sur la désintégration exclusivement. Un écart entre les résultats théoriques et expérimentaux ne pourra venir que de la désintégration de ce qu'on aura produit. Nous allons revenir sur ce point au début du chapitre 3.

L'autre avantage est complémentaire à une collision  $e^+e^-$ . Notre travail consiste entre autres choses, à garder la dépendance des configurations de spin dans les processus que nous étudierons. Le photon, parce qu'il est sans masse, n'a accès qu'aux deux modes polarisations transversales. Le moment cinétique le long de l'axe d'incidence ( $J_z$ ) peut donc prendre les valeurs 0 et 2. Dans une collision  $e^+e^-$ , à cause de la faible masse de l'électron, la chiralité se confond à toute fin pratique avec le spin. Cela a pour conséquence de nous limiter à  $J_z = 1$ . Les deux sortes de production nous permettent de couvrir toute la gamme de moment cinétique du système, et en ce sens, ils se complètent (Baillargeon, Bélanger et Boudjema, 1994).

De toute évidence, le second argument ne permet en rien de rejeter  $e^+e^-$ . Il ne fait que montrer toute l'importance d'étudier aussi  $\gamma\gamma$ .

## 2.2 Production de photons de hautes énergies.

Il s'agit maintenant de voir comment il est possible de produire des photons avec suffisamment d'énergie pour produire des fermions lourds, i.e des énergies de l'ordre de plusieurs centaines de  $GeV$ . Il est important de ne pas oublier qu'il ne suffit pas d'utiliser un laser très puissant, car chaque photon pris individuellement doit lui-même être très énergétique.

Pour y arriver, on peut procéder par rétrodiffusion de Compton (Baillargeon, Bélanger et Boudjema, 1994). L'idée est la suivante: on dirige un faisceau laser dont la fréquence (énergie des photons) est de l'ordre d'un eV sur un faisceau d'électrons de hautes énergies et ce, avec un très petit angle. L'interaction entre le photon et l'électron s'effectue à quelques centimètres de l'endroit où l'interaction entre deux photons aura lieu. Par rétrodiffusion, les photons peu énergétiques sont convertis en photons très énergétiques, et le contraire se produit pour l'électron car le photon prend l'énergie de l'électron dans une proportion qui peut aller jusqu'à 83 %.

Il est suggéré que l'électron de faible énergie soit ensuite écarté à l'aide d'un champ magnétique très puissant. La présence de ces électrons dans la région

d'interaction donnerait lieu à bon nombre de processus qui compliqueraient le traitement du signal.

Cette technique de rétrodiffusion a cependant le désavantage de donner un spectre d'énergie pour les photons plutôt qu'une énergie fixe. On n'obtient pas une lumière monochromatique. Les événements qu'on obtiendra par la suite auront un centre de masse qui se déplace et il faudra en tenir compte. Nous ne nous pencherons pas sur ces questions dans le présent travail, mais on gardera à l'esprit qu'un traitement plus approfondi devra prendre en considération le spectre d'énergie des photons.



## CHAPITRE 3

### SECTION EFFICACE DE PHOTOPRODUCTION D'UN FERMION LOURD.

Dans ce chapitre, nous allons calculer la section efficace pour un processus de collision entre deux photons résultant en deux fermions lourds. Nous supposons donc la masse des fermions suffisamment grande pour qu'aucune approximation ne puisse être effectuée. Cette contrainte est motivée par l'utilisation ultérieure que nous ferons de ce résultat. Comme nous nous proposons d'étudier le cas où le fermion en question est un quark top, nous ne pourrions pas utiliser une expression qui néglige la masse devant l'énergie.

D'autre part, nous ne ferons pas de sommation sur les états d'hélicité des particules impliquées dans le processus, soit deux photons et deux fermions. Nous avons deux raisons pour ne pas le faire. D'abord, les lasers sont des sources de photons faciles à polariser. Le fait de pouvoir contrôler le moment cinétique total du système de particules est une façon d'obtenir de l'information supplémentaire dont il serait dommage de se priver. Enfin, la méthode qui sera introduite plus loin pour inclure la désintégration du fermion lourd fait apparaître un projecteur de spin dans l'expression de la section efficace de production.

Une caractéristique très avantageuse de ce processus est qu'il n'implique que des interactions électromagnétiques. Seule la théorie de l'électrodynamique quantique (EDQ) est nécessaire pour mener à bien ce calcul. L'EDQ est sans contredit parmi les théories physiques les plus précises. Tous les modèles, que ce soit le modèle standard, le modèle supersymétrique (SUSY) ou autres, doivent être cohérents avec l'EDQ. On peut donc affirmer qu'un processus purement électromagnétique est indépendant du modèle utilisé. (Baillargeon, Bélanger et Boudjema, 1994).

Cette dernière considération a deux conséquences. Le résultat de notre calcul pourra être utilisé sans modifications peu importe dans quel contexte théorique nous choisirons de désintégrer le fermion lourd. Deuxièmement, tout écart éventuellement observé entre le résultat théorique et expérimental devra être exclusivement imputé à la désintégration du fermion, et non à son mode de production. Évidemment, ces deux conséquences sont intimement reliées.

### 3.1 Définition du problème.

Nous allons nous contenter d'effectuer le calcul au premier ordre. En EDQ, cette approximation est précise car la constante de couplage est très petite ( $\alpha = e^2/4\pi = \frac{1}{137}$  à basse énergie). À cet ordre, nous avons deux diagrammes de Feynman. Le canal t et le canal u.

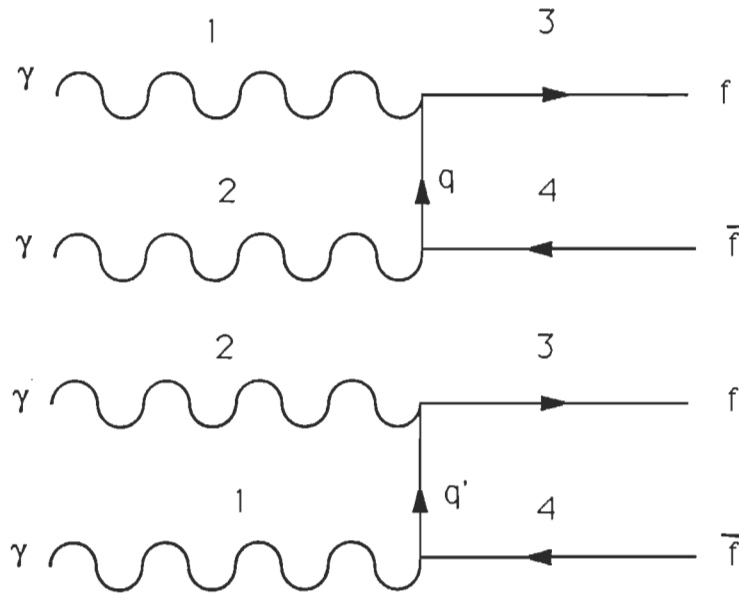


figure 3.1 — Diagrammes de Feynman  $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$ .

Les diagrammes montrent que nous avons besoin du couplage photon-fermion-fermion et du propagateur d'un fermion. Dans le premier cas, nous avons

$$-ie\gamma^\mu. \quad (3.1)$$

Le propagateur est

$$\frac{i(\not{q} + m)}{(q^2 - m^2)} \quad (3.2)$$

où  $q^\mu$  est le vecteur d'impulsion du fermion.

Soit  $M_1$  l'élément de matrice associée à ce processus. Nous avons

$$|M_1|^2 = |M_t|^2 + |M_u|^2 + 2\Re(M_t M_u^\dagger) \quad (3.3)$$

où  $M_t$  et  $M_u$  sont les éléments de matrice associés au canal t et u respectivement. Notons la présence d'un terme d'interférence. Nous allons d'abord calculer  $|M_t|^2$  de manière détaillée pour illustrer la méthode de calcul, puis nous passerons plus rapidement sur  $|M_u|^2$  et  $2\Re(M_t M_u^\dagger)$ , le calcul étant très similaire.

Avant de continuer, notons que nous avons utilisé le symbole  $e$  pour la charge du fermion considéré. Généralement, ce symbole est utilisé pour la charge du proton. Nous introduirons à la fin du calcul un facteur  $e_f$  supplémentaire pour les fermions dont la charge diffère de celle du proton.

### 3.2 Méthode des traces.

Commençons par écrire au long  $M_t$ :

$$M_t = \bar{u}_3(p_3, \lambda_3)(-ie\gamma_\mu) \frac{i(\not{q} + m)}{(q^2 - m^2)} (-ie\gamma_\nu) v_\pm(p_\pm, \lambda_\pm) \epsilon_1^\mu(k_1, \lambda_1) \epsilon_2^\nu(k_2, \lambda_2) \quad (3.4)$$

où  $\bar{u}_3$  est une notation pour  $u_3^\dagger \gamma^0$ ,  $q = p_3 - k_1 = k_2 - p_\pm$  (transfert d'impulsion) et  $t = q^2$  (variable de Mandelstam).

La valeur absolue élevée au carré est

$$|M_t|^2 = \frac{e^{\pm}}{(t - m^2)^2} \bar{u}_3 \not{\epsilon}_1 (\not{q} + m) \not{\epsilon}_2 v_\pm \bar{v}_\pm \not{\epsilon}_2^* (\not{q} + m) \not{\epsilon}_1^* u_3. \quad (3.5)$$

On peut écrire la même expression en traduisant le produit matriciel par des indices, de cette façon, l'ordre d'écriture perd son importance. Ainsi:

$$|M_t|^2 = \frac{e^{\epsilon^-}}{(t - m^2)^2} u_{3l} \bar{u}_{3i} [\not{\epsilon}_1 (\not{q} + m) \not{\epsilon}_2]_{ij} v_{\epsilon^- j} \bar{v}_{\epsilon^- k} [\not{\epsilon}_2^* (\not{q} + m) \not{\epsilon}_1^*]_{kl}. \quad (3.6)$$

On remarque que les indices sont les mêmes au début et à la fin. On a donc maintenant la trace d'un produit de matrices carrées (Aitchison et Hey, 1989). En utilisant (Haber, 1994)

$$u_3(p_3, s_3) \bar{u}_3(p_3, s_3) = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5 \not{p}_3) (\not{p}_3 + m) \quad (3.7a)$$

et

$$v_{\epsilon^-}(p_{\epsilon^-}, s_{\epsilon^-}) \bar{v}_{\epsilon^-}(p_{\epsilon^-}, s_{\epsilon^-}) = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5 \not{p}_{\epsilon^-}) (\not{p}_{\epsilon^-} - m) \quad (3.7b)$$

on trouve

$$|M_t|^2 = \frac{e^{\epsilon^-}}{4(t - m^2)^2} \text{Tr} (1 + \gamma_5 \not{p}_3) (\not{p}_3 + m) \not{\epsilon}_1 (\not{q} + m) \not{\epsilon}_2 (1 + \gamma_5 \not{p}_{\epsilon^-}) (\not{p}_{\epsilon^-} - m) \not{\epsilon}_2^* (\not{q} + m) \not{\epsilon}_1^*. \quad (3.8)$$

En procédant de façon similaire, on obtient également

$$|M_u|^2 = \frac{e^{\epsilon^-}}{4(u - m^2)^2} \text{Tr} (1 + \gamma_5 \not{p}_3) (\not{p}_3 + m) \not{\epsilon}_2 (\not{q}' + m) \not{\epsilon}_1 (1 + \gamma_5 \not{p}_{\epsilon^-}) (\not{p}_{\epsilon^-} - m) \not{\epsilon}_1^* (\not{q}' + m) \not{\epsilon}_2^* \quad (3.9)$$

où  $q' = p_3 - k_2 = k_1 - p_{\epsilon^-}$ ,  $u = q'^2$  (variable de Mandelstam) et

$$\begin{aligned} 2\Re(M_t M_u^\dagger) &= \frac{e^{\epsilon^-}}{2(t - m^2)(u - m^2)} \text{Tr} (1 + \gamma_5 \not{p}_3) (\not{p}_3 + m) \\ &\quad \not{\epsilon}_1 (\not{q} + m) \not{\epsilon}_2 (1 + \gamma_5 \not{p}_{\epsilon^-}) (\not{p}_{\epsilon^-} - m) \not{\epsilon}_1^* (\not{q}' + m) \not{\epsilon}_2^*. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Ici, on pourrait évaluer ces expressions avec les théorèmes de trace de produit de matrices de Dirac, mais nous aurions alors à calculer des produits de huit, dix et même douze matrices. Nous avons donc procédé d'une toute autre façon.

D'abord, pour faciliter le traitement, nous avons choisi de travailler dans le repère du centre de masse (CM):

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4 = 0. \quad (3.11)$$

Dans ce repère, les vecteurs d'impulsion impliqués dans l'élément de matrice s'écrivent

$$\begin{aligned} k_1 &= (E, 0, 0, E), \\ k_2 &= (E, 0, 0, -E), \\ p_3 &= (E, \sqrt{E^2 - m^2} \sin \theta, 0, \sqrt{E^2 - m^2} \cos \theta), \\ p_{\ell^-} &= (E, -\sqrt{E^2 - m^2} \sin \theta, 0, -\sqrt{E^2 - m^2} \cos \theta). \end{aligned} \quad (3.12)$$

Les vecteurs de spin obéissent aux relations suivantes (Kaku, 1993):

$$s_i \cdot s_i = -1 \quad s_i \cdot p_i = 0. \quad (3.13)$$

Ils s'écrivent (Haber, 1994)

$$s_3 = \frac{2\lambda_3}{m} (\sqrt{E^2 - m^2}, E \sin \theta, 0, E \cos \theta), \quad (3.14a)$$

$$s_{\ell^-} = \frac{2\lambda_{\ell^-}}{m} (\sqrt{E^2 - m^2}, -E \sin \theta, 0, -E \cos \theta). \quad (3.14b)$$

Notez que nous n'avons pas introduit de dépendance de l'angle azimutal. Il ne serait pas utile de le faire car le système est symétrique par rapport à une rotation autour de l'axe des  $z$ . La réponse finale ne doit donc pas dépendre de l'angle azimutal. Le fait de le poser nul dès le début a l'avantage de simplifier grandement les calculs.

Enfin, pour les vecteurs d'hélicité des photons, nous avons choisi la polarisation circulaire (Haber, 1994):

$$\epsilon_1(\lambda_1) = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, -\lambda_1, -i, 0), \quad (3.16a)$$

$$\epsilon_2(\lambda_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, \lambda_2, -i, 0). \quad (3.16b)$$

À l'aide de ces expressions, on effectue le produit matriciel qui nous permet d'évaluer  $|M_1|^2$  dans le repère CM. On en extrait la trace.

$$\begin{aligned}
|M_1|^2 = & \frac{e^{\epsilon^-}}{[E^2 - (E^2 - m^2)x^2]^2} \left[ E^{\epsilon^-} \left( (1 - x^{\epsilon^-})(1 - \lambda_1 \lambda_2)(1 - 4\lambda_3 \lambda_{\epsilon^-}) \right. \right. \\
& \left. \left. + x(1 - x^2)(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_{\epsilon^-}) \right) \right. \\
& + 2E^2 m^2 \left( 1 + \lambda_1 \lambda_2 + 8\lambda_3 \lambda_{\epsilon^-} - 2x(1 - x^2)(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_{\epsilon^-}) \right. \\
& \left. \left. - x^2(1 - \lambda_1 \lambda_2)(1 + 4\lambda_3 \lambda_{\epsilon^-}) + x^{\epsilon^-}(1 - \lambda_1 \lambda_2) \right) \right. \\
& + m^{\epsilon^-} \left( x^2(2 - x^2)(1 - \lambda_1 \lambda_2)(1 + 4\lambda_3 \lambda_{\epsilon^-}) - 2(1 + 4\lambda_3 \lambda_{\epsilon^-}) \right) \\
& \left. \left. + 4Em^2 \sqrt{E^2 - m^2}(\lambda_1 + \lambda_2)(\lambda_3 + \lambda_{\epsilon^-}) \right] \right. \\
& \left. (3.17) \right.
\end{aligned}$$

où  $x = \cos \theta$ .

### 3.3 Section efficace.

Comme nous travaillons dans le repère CM, nous devons utiliser l'expression suivante pour la section efficace (Aitchison et Hey, 1989):

$$\frac{d\sigma_1}{dx} = \frac{|M_1|^2}{32\pi s} \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}} \quad (3.18)$$

avec  $s = (k_1 + k_2)^2 = (p_3 + p_{\epsilon^-})^2$  (variable de Mandelstam). Dans le repère CM, on a la relation  $E = \frac{1}{2}\sqrt{s}$ . Si on définit

$$\beta \equiv \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}}, \quad (3.19)$$

on peut également montrer que

$$x = \frac{t - u}{\beta s}. \quad (3.20)$$

Nous accepterons cette dernière égalité comme la définition covariante de la quantité  $x$ , en se rappelant que dans le repère CM,  $x$  est simplement le cosinus

de l'angle de diffusion. De cette façon, une expression contenant  $x$  explicitement pourra être considérée comme covariante.

En faisant les substitutions nécessaires, on obtient la forme covariante suivante:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_1}{dx} = & \frac{e^{\zeta^-} e_f^{\zeta^-} \beta}{32\pi s^3 (1 - \beta^2 x^2)^2} \left[ 16m^{\zeta^-} (1 + 4\lambda_3 \lambda_{\zeta^-}) \left( x^2 (2 - x^2) (1 - \lambda_1 \lambda_2) - 2 \right) \right. \\ & + s^2 \left( (1 - \lambda_1 \lambda_2) (1 - 4\lambda_3 \lambda_{\zeta^-}) (1 - x^{\zeta^-}) + 4x (1 - x^2) (\lambda_1 - \lambda_2) (\lambda_3 - \lambda_{\zeta^-}) \right) \\ & + 8m^2 s \left( 2\beta (\lambda_1 + \lambda_2) (\lambda_3 + \lambda_{\zeta^-}) + (1 + \lambda_1 \lambda_2 + 8\lambda_3 \lambda_{\zeta^-}) - 2x (1 - x^2) (\lambda_1 - \lambda_2) (\lambda_3 - \lambda_{\zeta^-}) \right. \\ & \left. \left. - x^2 (1 - \lambda_1 \lambda_2) (1 + 4\lambda_3 \lambda_{\zeta^-}) + x^{\zeta^-} (1 - \lambda_1 \lambda_2) \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Comme mentionné précédemment, nous avons utilisé le symbole  $e$  pour représenter la charge d'un fermion quelconque alors que ce symbole est généralement réservée pour le proton. C'est pourquoi nous avons introduit un facteur  $e_f$  qui est la charge du fermion considéré en unité de  $e$ . Notons au passage que le top qui sera étudié plus loin a une charge  $e_f = 2/3$ .

L'équation (3.21) est originale parce qu'elle contient la dépendance des hélicités des fermions  $\lambda_3$  et  $\lambda_{\zeta^-}$ . L'équation (8.2) dans l'article de Baillargeon, Bélanger et Boudjema (1994) ne contenait que la polarisation des photons.

Une dernière remarque: si le fermion produit est un quark, on doit ajouter à cette expression un facteur  $N_c = 3$  pour tenir compte de la sommation effectuée sur le degré de liberté associé à la couleur des quarks.

## CHAPITRE 4

### DÉSINTÉGRATION DU TOP DANS LE MODÈLE STANDARD.

Nous allons maintenant nous intéresser au quark top. Plus précisément, à sa désintégration. Cette partie du calcul sera dépendante du modèle employé, ici le modèle standard (MS). Nous verrons dans le chapitre suivant le même problème dans un modèle supersymétrique (SUSY).

Une fois le taux de désintégration calculé, nous allons utiliser le résultat du chapitre précédent pour dériver la section efficace de photoproduction non pas du top, mais bien des résidus de sa désintégration, la paire top anti-top devenant un état intermédiaire.

Nous allons d'abord introduire la méthode qui nous permettra d'inclure la désintégration.

#### 4.1 Méthode d'inclusion de la désintégration dans la section efficace de production.

La principale caractéristique du quark top qui nous concerne dans ce qui suit est qu'il est très lourd. Sa masse serait d'environ  $175\text{GeV}$ , ce qui en fait de loin le fermion le plus lourd du modèle standard, le second étant le bottom avec une masse de  $4.7\text{GeV}$ . De plus, sa largeur (taux de désintégration total) est, relativement à sa masse, beaucoup plus faible (environ  $1.5\text{GeV}$ ).

Soit  $d\sigma_1$  la section efficace pour  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ ,  $d\Gamma_2$  le taux de désintégration pour  $t \rightarrow bW^+$  et enfin  $d\sigma_{12}$  la section efficace pour  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \bar{t}bW^+$ . On a (Kawasaki, Shirafuji et Tsai, 1973)

$$d\sigma_1 = \frac{1}{4F} |M_1|^2 (2\pi)^4 \delta^4(k_1 + k_2 - p_3 - p_4) \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3\mathbf{p}_3}{2E_3} \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3\mathbf{p}_4}{2E_4} \quad (4.1)$$



où  $F = (k_1 \cdot k_2)$  est le flux covariant,

$$d\Gamma_2 = \frac{1}{2m_t} |M_2|^2 (2\pi)^{\epsilon^-} \delta^{\epsilon^-}(p_3 - p_5 - k_6) \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{p}_5}{2E_5} \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{k}_6}{2E_6} \quad (4.2)$$

et

$$d\sigma_{12} = \frac{1}{4F} |M_{12}|^2 (2\pi)^{\epsilon^-} \delta^{\epsilon^-}(k_1 + k_2 - p_{\epsilon^-} - p_5 - k_6) \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{p}_4}{2E_{\epsilon^-}} \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{p}_5}{2E_5} \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{k}_6}{2E_6}. \quad (4.3)$$

Les éléments de matrice s'écrivent

$$\begin{aligned} M_1 &= \bar{u}_3 A, \\ M_2 &= \bar{B} u_3, \\ M_{12} &= \bar{B} \frac{i(\not{p}_3 + m_t)}{p_3^2 - m_t^2 + i\Gamma_t m_t} A. \end{aligned} \quad (4.4)$$

En effet, dans le premier cas, le top est un fermion qui sort du diagramme ( $u_3$ ), dans le second cas, il entre dans le diagramme ( $\bar{u}_3$ ) et finalement, dans le troisième cas, il est coincé entre deux vertex et donc propagateur.  $A$  et  $B$  ont la structure matricielle d'un spineur. De plus,

$$|M_{12}|^2 = \frac{1}{(p_3^2 - m_t^2)^2 + \Gamma_t^2 m_t^2} \bar{B}(\not{p}_3 + m_t) A \bar{A}(\not{p}_3 + m_t) B \quad (4.5)$$

contient un facteur qui peut s'écrire

$$\frac{1}{(p_3^2 - m_t^2)^2 + \Gamma_t^2 m_t^2} = \frac{1}{m_t^3 \Gamma_t} \frac{\Gamma_t/m_t}{(p_3^2 - m_t^2)^2/m_t^{\epsilon^-} + \Gamma_t^2/m_t^2} \quad (4.6)$$

Comparons cette dernière expression avec une définition de la fonction delta de Dirac:

$$\delta(x) = \frac{1}{\pi} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\epsilon}{x^2 + \epsilon^2} \quad (4.7)$$

Sachant que

$$\delta(ax) = \frac{1}{|a|} \delta(x), \quad (4.8)$$

et que  $\frac{\Gamma_t}{m_t} \ll 1$ , on remplacera lors de l'intégration (Kawasaki, Shirafuji et Tsai, 1972)

$$\frac{1}{(p_3^2 - m_t^2)^2 + \Gamma_t^2 m_t^2} \rightarrow \frac{\pi}{m_t \Gamma_t} \delta(p_3^2 - m_t^2). \quad (4.9)$$

Insistons pour rappeler que cette approximation n'est valable que si l'expression qui est approximée est intégrée.

Utilisons maintenant l'identité suivante (Kawasaki, Shirafuji et Tsai, 1973):

$$2(\bar{A}\Lambda_+ B)(\bar{B}\Lambda_+ A) = (\bar{A}\Lambda_+ A)(\bar{B}\Lambda_+ B) - \eta_{\mu\nu}(\bar{A}\gamma_5\gamma^\mu\Lambda_+ A)(\bar{B}\gamma_5\gamma^\nu\Lambda_+ B) \quad (4.10)$$

où  $\Lambda_+ = \not{p}_3 + m_t$  est le projecteur des états d'énergie positive de la particule 3 (top), et

$$\eta^{\mu\nu} \equiv g^{\mu\nu} - \frac{p_3^\mu p_3^\nu}{m_t^2}. \quad (4.11)$$

La démonstration de ce théorème se fait au long en choisissant un repère particulier. Cette identité suppose que  $p_3^2 = m_t^2$ , ce qui n'est pas rigoureusement vrai dans un état intermédiaire, mais l'approximation introduite plus haut impose cette condition dans notre calcul. On substitue (4.9) et (4.10) dans (4.5) pour obtenir

$$|M_{12}|^2 = \frac{\pi}{2m_t \Gamma_t} \delta(p_3^2 - m_t^2) (\bar{B}\Lambda_+ B) \left[ (\bar{A}\Lambda_+ A) - \eta_{\mu\nu} \frac{(\bar{A}\gamma_5\gamma^\mu\Lambda_+ A)(\bar{B}\gamma_5\gamma^\nu\Lambda_+ B)}{(\bar{B}\Lambda_+ B)} \right]. \quad (4.12)$$

Posons

$$n_3^\mu = -\eta^{\mu\nu} \frac{(\bar{B}\gamma_5\gamma_\nu\Lambda_+ B)}{(\bar{B}\Lambda_+ B)}. \quad (4.13)$$

On peut vérifier que ce vecteur satisfait les conditions

$$n_3 \cdot n_3 = -1 \quad n_3 \cdot p_3 = 0. \quad (4.14)$$

On peut donc le qualifier de faux-vecteur de spin. Il possède les propriétés d'un vecteur de spin mais sans représenter un état de spin physique. D'ailleurs, si le calcul avait été fait sans approximation, une sommation sur les états de spin du top aurait été nécessaire, celui-ci constituant un état intermédiaire du système physique.

Cette dernière définition nous permet d'écrire:

$$|M_{12}|^2 = \frac{\pi}{m_t \Gamma_t} \delta(p_3^2 - m_t^2) (\bar{B} \Lambda_+ B) (\bar{A} \frac{1 + \gamma_5 \not{k}_3}{2} \Lambda_+ A). \quad (4.15)$$

On insère cette expression de l'élément de matrice dans l'expression de la section efficace:

$$d\sigma_{12} = \frac{1}{4F} \frac{\pi}{m_t \Gamma_t} \delta(p_3^2 - m_t^2) (\bar{B} \Lambda_+ B) (\bar{A} \frac{1 + \gamma_5 \not{k}_3}{2} \Lambda_+ A) \\ (2\pi)^{\epsilon^-} \delta^{\epsilon^-}(k_1 + k_2 - p_{\epsilon^-} - p_5 - k_6) \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{p}_4}{2E_{\epsilon^-}} \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{p}_5}{2E_5} \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{k}_6}{2E_6}. \quad (4.16)$$

En remplaçant

$$\delta^{\epsilon^-}(k_1 + k_2 - p_{\epsilon^-} - p_5 - k_6) = \delta^{\epsilon^-}(k_1 + k_2 - p_3 - p_{\epsilon^-}) \delta^{\epsilon^-}(p_3 - p_5 - k_6) d^{\epsilon^-} p_3, \quad (4.17)$$

en utilisant

$$\delta(p_3^2 - m_t^2) d^{\epsilon^-} p_3 = \frac{d^3 \mathbf{p}_3}{2E_3} \quad (4.18)$$

et en écrivant  $d\sigma_{12}$  de façon qu'il contienne  $|M_1|^2$  et  $|M_2|^2$  explicitement, on a (Kawasaki, Shirafuji et Tsai, 1973):

$$d\sigma_{12} = \frac{1}{4F} \frac{1}{\Gamma_t} |M_1(n_3)|^2 (2\pi)^{\epsilon^-} \delta^{\epsilon^-}(k_1 + k_2 - p_3 - p_{\epsilon^-}) \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{p}_3}{2E_3} \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{p}_4}{2E_{\epsilon^-}} \\ \frac{1}{2m_t} \sum_{\lambda_3} |M_2|^2 (2\pi)^{\epsilon^-} \delta^{\epsilon^-}(p_3 - p_5 - k_6) \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{p}_5}{2E_5} \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{k}_6}{2E_6}$$

$$= d\sigma_1(n_3) \frac{1}{\Gamma_t} \sum_{\lambda_3} d\Gamma_2. \quad (4.19)$$

Cette dernière égalité nous permettra d'exprimer la section efficace du processus au complet tout en calculant séparément la photoproduction et la désintégration. On doit cependant noter que la section efficace de photoproduction est fonction du faux-vecteur de spin  $n_3$ . Ce vecteur risque d'être différent du véritable vecteur de spin  $s_3$  utilisé dans le chapitre précédent. Il faudra s'attendre à refaire le calcul en utilisant  $n_3$ . La véritable expression du vecteur  $n_3$  ne pourra pas être déterminée tant que nous n'aurons pas à notre disposition l'élément de matrice de la désintégration du top i.e.  $M_2$ .

D'autre part, nous n'avons pas tenu compte de la désintégration de  $\bar{t}$ . En effet, le processus qui est décrit jusqu'à maintenant est  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$  alors que le processus complet devrait être  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$ . Cet ajustement peut se faire par un simple argument de récurrence. En effet, si on considère  $d\sigma_{12}$  comme étant la section efficace de photoproduction du  $\bar{t}$ , le même raisonnement s'applique et on obtient (Kawasaki, Shirafuji et Tsai, 1973):

$$\begin{aligned} d\sigma &= d\sigma_{12}(n_{\bar{t}}) \frac{1}{\Gamma_t} \sum_{\lambda_4} d\Gamma_3 \\ &= d\sigma_1(n_3, n_{\bar{t}}) \frac{1}{\Gamma_t^2} \sum_{\lambda_3} d\Gamma_2 \sum_{\lambda_4} d\Gamma_3 \end{aligned} \quad (4.20)$$

où  $d\Gamma_3$  est le taux de désintégration de  $\bar{t}$  et  $d\sigma$  est la section efficace du processus  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$ .  $n_{\bar{t}}$  est le faux-vecteur de spin qu'on substitue à  $s_{\bar{t}}$  dans le calcul de  $d\sigma_1$ .

Maintenant que nous savons comment nous allons inclure la désintégration des fermions lourds produits dans le chapitre précédent, il nous faut calculer ce taux de désintégration ce qui nous permettra du même coup de trouver les expressions des deux faux-vecteurs de spin  $n_3$  et  $n_{\bar{t}}$ . Restera ensuite à refaire le calcul de  $d\sigma_1$  et nous aurons évalué le processus en entier.

## 4.2 Calcul du taux de désintégration de $t$ et de $\bar{t}$ .

La désintégration du top est représentée dans notre cas par le diagramme de Feynman suivant:

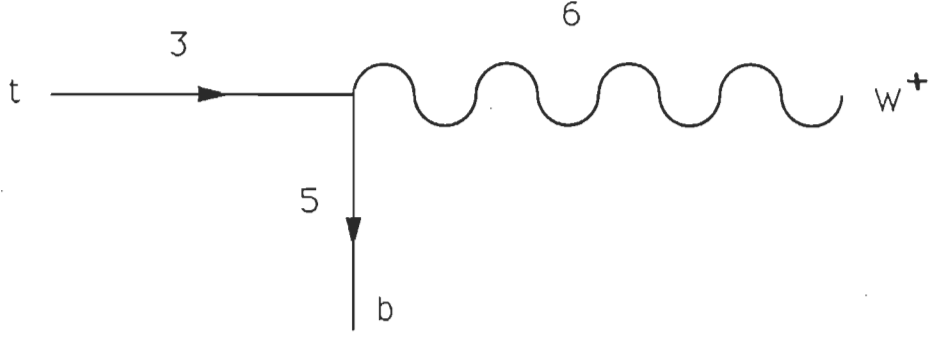


figure 4.1 — Diagramme de Feynman  $t \rightarrow bW^+$ .

Le couplage associé au vertex  $btW^+$  dans le modèle standard est

$$-iV_{tb}\frac{g}{\sqrt{2}}\gamma_\mu\frac{1-\gamma_5}{2} \quad (4.21)$$

où  $V_{tb}$  est un élément de la matrice de Kobayashi-Maskawa (Kobayashi et Maskawa, 1973). Dans ce qui va suivre, nous ferons l'approximation  $|V_{tb}|^2 \approx 1$ .

$$M_2 = \frac{-igV_{tb}}{2\sqrt{2}}\bar{u}_5\gamma_\mu(1-\gamma_5)u_3\epsilon_6^{*\mu}. \quad (4.22)$$

On élève au carré et on effectue la sommation sur les états de spin du top:

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda_3} |M_2|^2 &= \sum_{\lambda_3} \frac{g^2}{8} \bar{u}_5 \not{\epsilon}_6^* (1 - \gamma_5) u_3 \bar{u}_3 \not{\epsilon}_6 (1 - \gamma_5) u_5 \\ &= \frac{g^2}{8} (1 - 2\lambda_5) \text{Tr} \not{p}_5 \not{\epsilon}_6^* \not{p}_3 \not{\epsilon}_6 (1 - \gamma_5). \end{aligned} \quad (4.23)$$

On a négligé la masse du bottom ( $p_5^2 \approx 0$ ), ce qui nous a permis de faire l'approximation

$$u_5 \bar{u}_5 \approx \frac{1}{2} (1 + 2\lambda_5 \gamma_5) \not{p}_5. \quad (4.24)$$

Par la méthode des traces, et en utilisant les expressions suivantes (Aitchison et Hey, 1989)

$$Tr(\not{a}\not{b}\not{c}\not{d}) = 4(a \cdot b)(c \cdot d) - 4(a \cdot c)(b \cdot d) + 4(a \cdot d)(b \cdot c), \quad (4.25)$$

$$Tr(\not{a}\not{b}\not{c}\not{d}\gamma_5) = 4i\epsilon^{\mu\nu\sigma\rho}a_\mu b_\nu c_\sigma d_\rho, \quad (4.26)$$

on trouve

$$\sum_{\lambda_3} |M_2|^2 = \frac{g^2}{2}(1-2\lambda_5) \left[ 2\Re e(p_5 \cdot \epsilon_6)(p_3 \cdot \epsilon_6^*) + (p_3 \cdot p_5) + i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_5^\mu p_3^\nu \epsilon_6^{*\rho} \epsilon_6^\sigma \right]. \quad (4.27)$$

Cette expression s'annule pour  $\lambda_5 = +1/2$ . Le fait d'avoir négligé la masse du bottom a eu pour effet, par le biais de la chiralité, d'interdire un état d'hélicité.

Il nous reste maintenant à évaluer le taux de désintégration du top. La particularité de notre calcul est que le top n'est pas produit au repos. En effet, c'est le centre de masse du système  $t\bar{t}$  qui lui, est arrêté. Nous avons donc besoin de l'expression du taux de désintégration du top dans un repère où il est en mouvement.

L'expression générale du taux de désintégration est:

$$d\Gamma_2 = \frac{1}{2m_t} |M_2|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_3 - p_5 - k_6) \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3\mathbf{p}_5}{2E_5} \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3\mathbf{k}_6}{2E_6}. \quad (4.28)$$

On utilise

$$\frac{d^3\mathbf{k}_6}{2E_6} = \delta(k_6^2 - M_w^2) d^4k_6 \quad (4.29)$$

et on intègre sur  $d^4k_6$ . Le taux de désintégration devient

$$d\Gamma_2 = \frac{|M_2|^2}{8\pi^2 m_t} \delta(m_t^2 - M_w^2 - 2(p_3 \cdot p_5)) \frac{d^3\mathbf{p}_5}{2E_5}. \quad (4.30)$$

L'élément d'intégration peut s'écrire

$$\frac{d^3\mathbf{p}_5}{2E_5} = \frac{|\mathbf{p}_5|^2 d|\mathbf{p}_5| 2\pi dy}{2E_5} = E_5 dE_5 \pi dy \quad (4.31)$$

où  $y$  est le cosinus de l'angle que fait le bottom avec l'axe d'incidence. Dans le CM, l'impulsion du bottom s'écrit

$$p_5 = (E_5, E_5 \sqrt{1 - y^2}, 0, E_5 y). \quad (4.32)$$

Chacun des éléments de ce vecteur est proportionnel à  $E_5$ . Le produit scalaire  $(p_3 \cdot p_5)$  l'est donc lui aussi. Ce qui nous amène à

$$\begin{aligned} \delta(m_t^2 - M_w^2 - 2(p_3 \cdot p_5)) \frac{d^3 \mathbf{p}_5}{2E_5} &= \frac{E_5}{2(p_3 \cdot p_5)} \delta\left(\frac{m_t^2 - M_w^2}{2(p_3 \cdot p_5)/E_5} - E_5\right) E_5 dE_5 \pi dy \\ &= \frac{E_5^2}{4(p_3 \cdot p_5)^2} (m_t^2 - M_w^2) \pi dy \end{aligned} \quad (4.33)$$

en se rappelant que  $(p_3 \cdot p_5)/E_5$  est tout à fait indépendant de  $E_5$ . Le taux de désintégration est donc

$$d\Gamma_2 = \frac{|M_2|^2}{8\pi m_t} \frac{E_5^2}{(m_t^2 - M_w^2)} dy, \quad (4.34)$$

expression dans laquelle on doit imposer les contraintes

$$p_3 = p_5 + k_6 \quad (4.35a)$$

et

$$k_6^2 = M_w^2 \quad (4.35b).$$

Cette dernière condition peut être vue comme approximative. Dans les faits, le  $W$  va se désintégrer à son tour. Mais les mêmes approximations que nous avons utilisées pour le top vont s'y appliquer, ce qui nous permet d'imposer la condition de masse.

Avant d'appliquer ces contraintes à notre taux de désintégration, on peut vérifier que, lorsque le top se désintègre au repos, soit lorsque  $E = m_t$ , on retrouve bien la bonne expression. Il suffit simplement de trouver l'expression de  $E_5$  en fonction des masses  $m_t$  et  $M_w$  en utilisant, dans les contraintes ci-haut,  $p_3 = (m_t, 0, 0, 0)$ . On trouve

$$d\Gamma_2 = \frac{|M_2|^2}{32\pi m_t} \left[1 - \frac{M_w^2}{m_t^2}\right] dy \quad (4.36)$$

qui est bien le résultat connu.

Appliquons maintenant les contraintes. La désintégration n'étant qu'à deux corps, elle est limitée à un plan. Nous allons choisir le même plan que celui qui contient la paire  $t\bar{t}$ . Cependant, la composante transversale de l'impulsion du top étant non-nulle, on ne pourra pas poser a priori le signe de la composante transversale de l'impulsion du  $b$  et du  $W$ . Les quadri-vecteurs impulsion sont

$$\begin{aligned} p_3 &= (E, \sqrt{E^2 - m_t^2} \sqrt{1 - x^2}, 0, x \sqrt{E^2 - m_t^2}) \\ p_5 &= (E_5, E_5 \sqrt{1 - y^2}, 0, E_5 y) \\ k_6 &= (E_6, r \sqrt{E_6^2 - M_w^2} \sqrt{1 - z^2}, 0, z \sqrt{E_6^2 - M_w^2}) \end{aligned} \quad (4.37)$$

Une remarque importante doit être faite ici. Nous avons posé nulle les composantes selon l'axe  $y$  des vecteurs de l'impulsion du bottom et du  $W$ . On doit bien comprendre que ceci n'est général que pour le cas  $x = \pm 1$ . Autrement, on ne fait que simplifier le problème au prix d'une perte de généralité. Notre paramètre  $y$  devrait être défini pour que les bornes de son intervalle correspondent aux directions parallèle et anti-parallèle à la direction du top. Pour rectifier cette situation, il faudrait inclure une composante selon l'axe  $y$ , ce qui complique les calculs et dépasse le cadre de ce travail. Comme nous sommes intéressé aux distributions zénithales, nous allons nous contenter de garder à l'esprit que notre paramétrisation n'est pas parfaite. L'avantage d'utiliser ce genre de simplifications sera mieux précisé à la fin de la section 4.3.

L'élément de matrice fait intervenir un vecteur de polarisation du boson de jauge  $W$ . Les deux états de polarisation transversale sont (Haber, 1994)

$$\epsilon_6(\lambda_6 = \pm 1) = \frac{r}{\sqrt{2}}(0, -\lambda_6 r z, -ir, \lambda_6 \sqrt{1 - z^2}) \quad (4.38)$$

et, le  $W$  ayant une masse non nulle, l'état de polarisation longitudinale sera (Haber, 1994)

$$\epsilon_6(\lambda_6 = 0) = \frac{1}{M_w}(\sqrt{E_6^2 - M_w^2}, r E_6 \sqrt{1 - z^2}, 0, E_6 z). \quad (4.39)$$

On note l'introduction du paramètre  $r$ . Ce dernier peut prendre les valeurs  $\pm 1$ , et détermine si une seule ou deux particules résultant de la désintégration auront une impulsion transversale positif. Le système d'équations à résoudre est



$$E = E_5 + E_6, \quad (4.40a)$$

$$\sqrt{E^2 - m_t^2} \sqrt{1 - x^2} = E_5 \sqrt{1 - y^2} + r \sqrt{E_6^2 - M_w^2} \sqrt{1 - z^2}, \quad (4.40b)$$

$$x \sqrt{E^2 - m_t^2} = E_5 y + z \sqrt{E_6^2 - M_w^2}, \quad (4.40c)$$

$$EE_5 - E_5 \sqrt{E^2 - m_t^2} (\sqrt{1 - x^2} \sqrt{1 - y^2} + xy) = \frac{m_t^2 - M_w^2}{2}. \quad (4.40d)$$

La dernière équation n'est pas indépendante des trois premières. La forme que nous avons posée pour nos impulsions satisfait dès le départ la condition de masse du  $W$ . Cette condition avec la conservation de l'impulsion et de l'énergie nous donne la dernière équation qui a l'avantage de donner directement  $E_5$  en fonction de  $E, x$  et  $y$ , les paramètres à éliminer étant  $z, E_5$  et  $E_6$ . Elle nous donne

$$E_5 = \frac{1}{2} \frac{m_t^2 - M_w^2}{E - \sqrt{E^2 - m_t^2} (\sqrt{1 - x^2} \sqrt{1 - y^2} + xy)}. \quad (4.41)$$

Dès lors, la solution du système d'équations se trouve rapidement:

$$E_6 = E - E_5, \quad (4.42)$$

$$z = \frac{x \sqrt{E^2 - m_t^2} - E_5 y}{\sqrt{E_6^2 - M_w^2}} \quad (4.43)$$

et

$$r = \frac{\sqrt{E^2 - m_t^2} \sqrt{1 - x^2} - E_5 \sqrt{1 - y^2}}{|\sqrt{E^2 - m_t^2} \sqrt{1 - x^2} - E_5 \sqrt{1 - y^2}|}. \quad (4.44)$$

Nous avons, à ce stade-ci, résolu le problème de la désintégration du top. Il faut aussi ajouter à cela le processus  $\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-$ , soit la désintégration du  $\bar{t}$ . Le couplage est le même, seuls les spineurs utilisés vont changer.

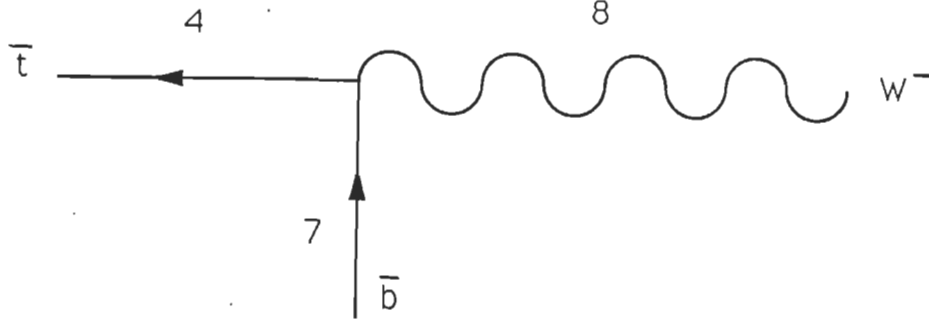


figure 4.2 — Diagramme de Feynman  $\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-$ .

L'élément de matrice pour la désintégration du  $\bar{t}$  est

$$\sum_{\lambda_4} |M_3|^2 = \frac{g^2}{2} (1 + 2\lambda_7) \left[ 2\Re e(p_7 \cdot \epsilon_8)(p_{\bar{t}} \cdot \epsilon_8^*) + (p_{\bar{t}} \cdot p_7) + i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_7^\mu p_{\bar{t}}^\nu \epsilon_8^{*\rho} \epsilon_8^\sigma \right]. \quad (4.45)$$

où  $p_{\bar{t}} = p_7 + k_8$  et  $k_8^2 = M_w^2$ . Les quadri-vecteurs impliqués dans le processus sont

$$\begin{aligned} p_{\bar{t}} &= (E, -\sqrt{E^2 - m_t^2} \sqrt{1 - x^2}, 0, -x\sqrt{E^2 - m_t^2}) \\ p_7 &= (E_7, -E_7 \sqrt{1 - y'^2}, 0, -E_7 y') \\ k_8 &= (E_8, -r' \sqrt{E_8^2 - M_w^2} \sqrt{1 - z'^2}, 0, -z' \sqrt{E_8^2 - M_w^2}) \end{aligned} \quad (4.46)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_8(\lambda_8 = \pm 1) &= -\frac{r'}{\sqrt{2}} (0, -\lambda_8 r' z', i r', \lambda_8 \sqrt{1 - z'^2}) \\ \epsilon_8(\lambda_8 = 0) &= \frac{1}{M_w} (\sqrt{E_8^2 - M_w^2}, -r' E_8 \sqrt{1 - z'^2}, 0, -E_8 z'). \end{aligned} \quad (4.47)$$

Nous avons introduit des signes moins dans  $p_7$  et  $k_8$  aux mêmes endroits qu'ils apparaissent dans  $p_{\bar{t}}$ . De cette façon, les équations de conservation gardent exactement la même forme algébrique et la solution se trouve directement:

$$E_7 = \frac{1}{2} \frac{m_t^2 - M_w^2}{E - \sqrt{E^2 - m_t^2}(\sqrt{1 - x^2}\sqrt{1 - y'^2} + xy')}, \quad (4.48)$$

$$E_8 = E - E_7, \quad (4.49)$$

$$z' = \frac{x\sqrt{E^2 - m_t^2} - E_7 y'}{\sqrt{E_8^2 - M_w^2}} \quad (4.50)$$

et

$$r' = \frac{\sqrt{E^2 - m_t^2}\sqrt{1 - x^2} - E_5\sqrt{1 - y^2}}{|\sqrt{E^2 - m_t^2}\sqrt{1 - x^2} - E_5\sqrt{1 - y^2}|}. \quad (4.51)$$

Le taux de désintégration est

$$d\Gamma_3 = \frac{|M_3|^2}{8\pi m_t} \frac{E_7^2}{(m_t^2 - M_w^2)} dy'. \quad (4.52)$$

Nous allons maintenant tenter de trouver des définitions covariantes aux différentes quantités utilisées dans nos expressions de  $d\Gamma_2$  et  $d\Gamma_3$ . On en connaît déjà une pour  $x$  et  $E$ . On doit trouver une expression covariante seulement pour  $y$  et  $y'$ , les autres quantités étant toutes fonctions de ces derniers. On peut facilement montrer que

$$\begin{aligned} y &= \frac{(k_2 - k_1) \cdot p_5}{(k_1 + k_2) \cdot p_5} \\ y' &= \frac{(k_2 - k_1) \cdot p_7}{(k_1 + k_2) \cdot p_7}. \end{aligned} \quad (4.53)$$

Comme précédemment, nous accepterons ces dernières expressions comme étant les définitions des quantités concernées. Ainsi, nos expressions de taux de désintégration seront automatiquement covariantes. La signification physique de chacune de ces quantités reste cependant liée au repère CM.

### 4.3 Section efficace de photoproduction en fonction de $n_3$ et $n_{\bar{4}}$

Maintenant que nous avons résolu le problème de la désintégration, nous devons recalculer la section efficace de photoproduction en fonction des faux-vecteurs de spin  $n_3$  et  $n_{\bar{4}}$ , ceci dans le but d'inclure la désintégration dans notre

section efficace. On doit d'abord trouver une expression pour ces derniers. Nous avons vu que (Kawasaki, Shirafuji et Tsai, 1973)

$$n_3^\mu = -\eta^{\mu\nu} \frac{(\bar{B}\gamma_5\gamma_\nu\Lambda+B)}{(\bar{B}\Lambda+B)}. \quad (4.54)$$

où  $B$  était défini par

$$M_2 = \bar{B}u_3 = -\frac{ig}{2\sqrt{2}}\bar{u}_5\epsilon_6^*(1-\gamma_5)u_3. \quad (4.55)$$

Le terme  $\bar{B}\Lambda_+B = \bar{B}(p_3 + m_t)B$  est simplement  $\sum_{\lambda_3} |M_2|^2$ . On peut voir, avec un minimum de manipulation, que

$$\bar{B}\gamma_5\gamma_\nu\Lambda_+B = -\frac{m_t g^2}{8}(1-2\lambda_5)Tr p_5 \epsilon_6^* \gamma_\nu \epsilon_6 (1-\gamma_5). \quad (4.56)$$

On remarque qu'en remplaçant les termes de la forme  $(p_3 \cdot a)$  par  $-m_t a_\nu$  dans  $\sum_{\lambda_3} |M_2|^2$ , on retrouve l'expression ci-haut. Le vecteur  $n_3$  s'écrit donc

$$\begin{aligned} n_3^\mu &= \frac{m_t g^2}{4} \frac{g^{\mu\nu} - p_3^\mu p_3^\nu / m_t^2}{\sum_{\lambda_3} |M_2|^2} \left[ 2\Re e(p_5 \cdot \epsilon_6) \epsilon_{6\nu}^* + p_{5\nu} - i\epsilon_{\nu\bar{\mu}\rho\sigma} p_5^\mu \epsilon_6^{\bar{\mu}\rho} \epsilon_6^\sigma \right] \\ &= \frac{m_t g^2}{4 \sum_{\lambda_3} |M_2|^2} \left[ 2\Re e(p_5 \cdot \epsilon_6) \epsilon_6^{*\mu} + p_5^\mu - i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_{5\nu} \epsilon_{6\rho}^* \epsilon_{6\sigma} \right] - \frac{p_3^\mu}{m_t} \end{aligned} \quad (4.57)$$

Dans le cas de  $n_{\bar{\epsilon}^-}$ , on a affaire à une anti-particule. On remplace donc le projecteur d'état d'énergie positive par celui d'énergie négative (Kawasaki, Shirafuji et Tsai, 1973):

$$n_{\bar{\epsilon}^-}^\mu = \left( -g^{\mu\nu} + \frac{p_{\bar{\epsilon}^-}^\mu p_{\bar{\epsilon}^-}^\nu}{m_{\bar{\epsilon}^-}^2} \right) \frac{\bar{B}'\gamma_5\gamma_\nu\Lambda_-B'}{\bar{B}'\Lambda_-B'} \quad (4.58)$$

Dans ce dernier cas, l'expression  $\bar{B}'\gamma_5\gamma_\nu\Lambda_-B'$  se trouve en remplaçant les termes de la forme  $(p_{\bar{\epsilon}^-} \cdot a)$  dans  $\sum_{\lambda_4} |M_3|^2$  par  $m_t a_\nu$ , ce qui nous donne:

$$n_{\bar{\epsilon}^-}^\mu = -\frac{m_t g^2}{4 \sum_{\lambda_4} |M_3|^2} \left[ 2\Re e(p_7 \cdot \epsilon_8) \epsilon_8^{*\mu} + p_7^\mu - i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_{7\nu} \epsilon_{8\rho}^* \epsilon_{8\sigma} \right] - \frac{p_{\bar{\epsilon}^-}^\mu}{m_t} \quad (4.59)$$

Nous disposons maintenant des outils nécessaires pour calculer l'expression de  $|M_1(n_3, n_{\pm})|^2$ . On peut ensuite calculer la section efficace du processus  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$ . Dans le processus complet, le top constitue seulement un état intermédiaire du système physique. Il sera donc de bon ton d'intégrer sur le paramètre  $x$ . La section efficace complète s'écrira

$$\frac{d^2\sigma}{dydy'}(\gamma\gamma \rightarrow bW^+\bar{b}W^-) = \int_{-1}^1 dx \sum_{\lambda_3, \lambda_4} \frac{|M_1(n_3, n_{\pm})|^2 |M_2(\lambda_3)|^2 |M_3(\lambda_{\pm})|^2}{2048\pi^3 m_t^2 \Gamma_t^2 (m_t^2 - M_w^2)^2} \frac{\beta}{s} E_5^2 E_7^2. \quad (4.60)$$

expression dans laquelle s'appliquent les nombreuses contraintes déjà dérivées concernant les angles et les énergies. On remarque la présence de la largeur totale du top ( $\Gamma_t$ ). Nous aurons besoin de cette quantité pour effectuer le calcul. La largeur du top dépend de la masse que nous aurons choisie, la masse du top n'étant connue que très approximativement.

Il apparaîtra assez rapidement que l'expression complète de la section efficace ne se manipule que par simulation numérique. Comme cela dépasse le cadre de ce travail, nous avons traité le problème de façon moins complète que ce que la technique de calcul suggère ici. Premièrement, nous nous sommes contenté de la désintégration du top seulement. De plus, nous n'avons pas effectué l'intégration sur  $x$ , mais avons plutôt choisi des valeurs de  $x$  judicieuses. Nous reviendrons sur ce point au chapitre 6. Cette simplification du problème n'est pas inutile en soit. Elle va nous permettre d'une part d'avoir moins de paramètres à faire varier et d'autre part de voir le lien entre l'énergie, le spin et l'angle de diffusion des quarks et les résidus de la désintégration. Deux choses qui vont nous permettre de mieux se prêter à une interprétation physique. Cette remarque s'applique au choix du plan de désintégration (section 4.2).

#### 4.4 Largeur du quark top en fonction de sa masse.

La largeur d'une particule est une quantité covariante qui ne dépend pas du repère dans lequel on travaille. Il est donc possible et aussi plus facile de

travailler dans le repère où la particule qui se désintègre est au repos. Dans ce repère, on a

$$p_3 = (m_t, 0, 0, 0). \quad (4.61)$$

Étant donné que  $|V_{tb}|^2 \approx 1$ , à peu près le seul mode de désintégration du top sera  $t \rightarrow bW^+$ , soit le processus que nous avons étudié. Le calcul de l'élément de matrice se fait de la même façon que précédemment sauf qu'ici, nous effectuerons la sommation sur tous les états de spin du bottom et du  $W$  et la moyenne sur les états de spin du top (état initial). On obtient

$$\frac{1}{2} \sum_{\lambda_3, \lambda_5, \lambda_6} |M_2|^2 = \frac{g^2}{2} (m_t^2 - M_w^2) \left[ 1 + \frac{m_t^2}{2M_w^2} \right]. \quad (4.62)$$

On insère cette expression dans la formule du taux de désintégration dans le repère du top au repos, on intègre sur  $y$  et on trouve

$$\Gamma_t = \frac{g^2}{32\pi m_t} (m_t^2 - M_w^2) \left[ 1 - \frac{M_w^2}{m_t^2} \right] \left[ 1 + \frac{m_t^2}{2M_w^2} \right]. \quad (4.63)$$

C'est la largeur du top en fonction de sa masse telle que le prévoit le modèle standard. On peut calculer que pour un top de 175 GeV, on obtient environ une largeur de 1,5 GeV.

## CHAPITRE 5

### DÉSINTÉGRATION DU QUARK TOP DANS LE MODÈLE SUPERSYMETRIQUE MINIMAL.

Dans ce chapitre, nous allons étudier un autre mode de désintégration du quark top, mode qui n'est pas prévu par le MS, mais qui existe dans le MSSM. Il s'agit du processus  $t \rightarrow bH^+$ . Le MSSM, contrairement au MS, prévoit l'existence de bosons de Higgs chargés (Gunion et Haber, 1986). Pour que ce processus ait du sens, nous aurons à faire l'hypothèse plausible mais non vérifiée que le  $H^+$  a une masse inférieure à celle du top. D'autre part, nous ne préciserons pas tout de suite la nature exacte du couplage de façon à perdre le moins de généralité possible. Le résultat sera ainsi plus facilement adaptable à tout autre travail ultérieur à celui-ci.

#### 5.1 Calcul du taux de désintégration.

En général, le couplage entre deux fermions et un scalaire contient une partie droite. Nous écrirons pour l'instant:

$$L_{ijH^\pm} = \bar{\psi}_j \left[ \frac{a}{2}(1 - \gamma_5) + \frac{b}{2}(1 + \gamma_5) \right] \psi_i H^\pm + h.c. \quad (5.1)$$

Pour connaître la valeur des paramètres  $a$  et  $b$ , on devra se référer à un modèle.

L'élément de matrice sera donné par

$$M_2 = \frac{a}{2} \bar{u}_5(1 - \gamma_5)u_3 + \frac{b}{2} \bar{u}_5(1 + \gamma_5)u_3 \quad (5.2)$$

Toujours en utilisant la méthode des traces, on obtient

$$\begin{aligned}
|M_2|^2 = \frac{1}{2} & \left[ (|a|^2 + |b|^2) \left( (p_3 \cdot p_5) - mm_5(s_3 \cdot s_5) \right) \right. \\
& \quad \left. + (|a|^2 - |b|^2) \left( m_5(p_3 \cdot s_5) - m(s_3 \cdot p_5) \right) \right. \\
& \quad \left. + 2\Re ab^* \left( mm_5 - (s_3 \cdot s_5)(p_3 \cdot p_5) + (p_3 \cdot s_5)(s_3 \cdot p_5) - i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} s_5^\mu p_5^\nu s_3^\rho p_3^\sigma \right) \right]
\end{aligned} \tag{5.3}$$

Étant donné que nous allons utiliser la même méthode que précédemment pour tenir compte à la fois de la production et de la désintégration du fermion lourd, nous aurons besoin de la sommation de l'élément de matrice sur les états de spin du dit fermion:

$$\sum_{\lambda_3} |M_2|^2 = \left[ (|a|^2 + |b|^2)(p_3 \cdot p_5) + m_5(|a|^2 - |b|^2)(p_3 \cdot s_5) + 2mm_5\Re(ab^*) \right]. \tag{5.4}$$

Dans le cas que nous étudions, on a  $m = m_t$  et  $m_5 = m_b \approx 0$ :

$$\sum_{\lambda_3} |M_2|^2 = \left[ |a|^2(1 + 2\lambda_5) + |b|^2(1 - 2\lambda_5) \right] (p_3 \cdot p_5). \tag{5.5}$$

La différence fondamentale avec la désintégration du MS est la présence de l'état d'hélicité positif du bottom.

On peut ensuite remplacer les vecteurs par leur expression dans le repère CM,

$$\begin{aligned}
p_3 &= (E, \sqrt{E^2 - m_t^2} \sqrt{1 - x^2}, 0, x\sqrt{E^2 - m_t^2}) \\
p_5 &= (E_5, E_5 \sqrt{1 - y^2}, 0, E_5 y)
\end{aligned} \tag{5.6}$$

La conservation de l'impulsion et de l'énergie donne

$$p_3 = p_5 + k_6 \tag{5.7}$$

où



$$k_6 = (E_6, r\sqrt{E_6^2 - M_6^2}\sqrt{1 - z^2}, 0, z\sqrt{E_6^2 - M_6^2}). \quad (5.8)$$

Le paramètre  $r$  joue ici le même rôle que dans le chapitre précédent. Comme nous avons introduit les mêmes approximations qu'au chapitre 4, notre taux de désintégration est encore

$$d\Gamma_2 = \frac{|M_2|^2}{8\pi m_t} \frac{E_5^2}{(m_t^2 - M_w^2)} dy. \quad (5.9)$$

Les lois de conservation sont exactement les mêmes qu'au chapitre précédent, mais le calcul de l'élément de matrice et du taux de désintégration ne fait intervenir que  $E, x, E_5$  et  $y$ . La condition  $(p_3 - p_5)^2 = M_{H^+}^2$  est suffisante pour traiter le problème. Notons qu'en ce qui concerne l'élément de matrice, en vertu de la conservation de l'impulsion on a

$$(p_3 \cdot p_5) = \frac{1}{2}(m_t^2 - M_{H^+}^2). \quad (5.10)$$

L'élément de matrice ne dépend que des masses et des spins.

Il nous reste à calculer l'expression générale du faux vecteur de spin associé à ce processus. Selon la théorie développée au précédent chapitre,  $B$  a la structure matricielle d'un spineur et est défini par  $M_2 = \bar{B}u_3$ . On en déduit pour  $B$

$$B = \frac{a^*}{2}(1 + \gamma_5)u_5 + \frac{b^*}{2}(1 - \gamma_5)u_5. \quad (5.11)$$

On a évidemment  $\bar{B}\Lambda_+B = \sum_{\lambda_3} |M_2|^2$ . Nous avons besoin de  $\bar{B}\gamma_5\gamma_\nu\Lambda_+B$ . On trouve

$$\bar{B}\gamma_5\gamma^\nu\Lambda_+B = m_t \left[ -|a|^2(1 + 2\lambda_5) + |b|^2(1 - 2\lambda_5) \right] p_5^\nu. \quad (5.12)$$

On contracte cette dernière expression avec  $(-g_{\mu\nu} + \frac{p_{3\mu}p_{3\nu}}{m^2})$  et on trouve pour  $n_3$ :

$$n_3^\mu = \frac{m_t p_5^\mu}{(p_3 \cdot p_5)} - \frac{p_3^\mu}{m_t}. \quad (5.13)$$

## 5.2 Spécification du couplage $tbH^+$ .

Il est maintenant temps de spécifier les valeurs de  $a$  et  $b$  dans le couplage que nous étudions. Dans le MSSM, on a (Gunion et Haber, 1986)

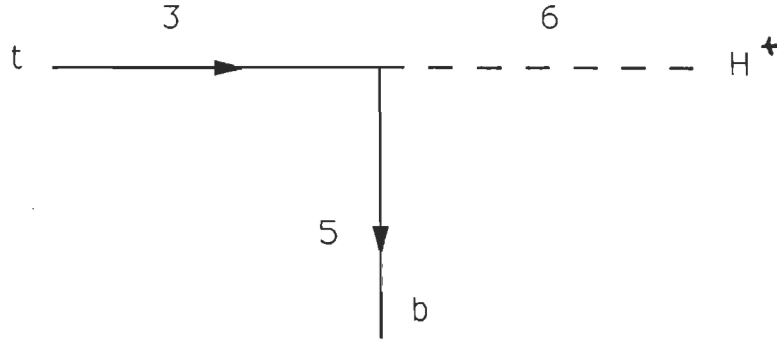


figure 5.1 —Diagramme de Feynman  $t \rightarrow bH^+$ .

$$\frac{igV_{tb}}{2\sqrt{2}M_w} \left[ m_b \tan \beta (1 - \gamma_5) + m_t \cot \beta (1 + \gamma_5) \right] \quad (5.14)$$

Il n'est pas nécessairement possible de négliger  $m_b$  dans le couplage car on a très peu d'information sur le paramètre  $\beta$ . L'intervalle de valeurs possibles pour ce paramètre est caractérisé par (Spira *et al.*, 1995)

$$1 < \tan \beta < \frac{m_t}{m_b}. \quad (5.15)$$

Pour faire le lien avec le calcul qui précède, ce couplage implique

$$a = \frac{ig}{\sqrt{2}M_w} m_b \tan \beta \quad (5.16a)$$

et

$$b = \frac{ig}{\sqrt{2}M_w} m_t \cot \beta. \quad (5.16b)$$

Pour traiter ce processus, on devra choisir des valeurs de  $\beta$  dans l'intervalle.

En dernier lieu, il faut se rappeler que nous aurons besoin de la largeur du top à nouveau. Nous l'avions calculée au chapitre 4 pour le MS. Il est clair que la valeur de  $\Gamma_t$  prévue par le MSSM ne doit pas être différente, du moins aux énergies auxquelles nous travaillons. Une analyse de l'ordre de grandeur

de  $\Gamma(t \rightarrow H^+b)$  montre que pour un Higgs chargé de  $150\text{GeV}$ , ce taux de désintégration ne dépasse pas 5 % de la largeur du top prévue par le MS. Nous utiliserons donc cette dernière pour traiter nos résultats.

## CHAPITRE 6

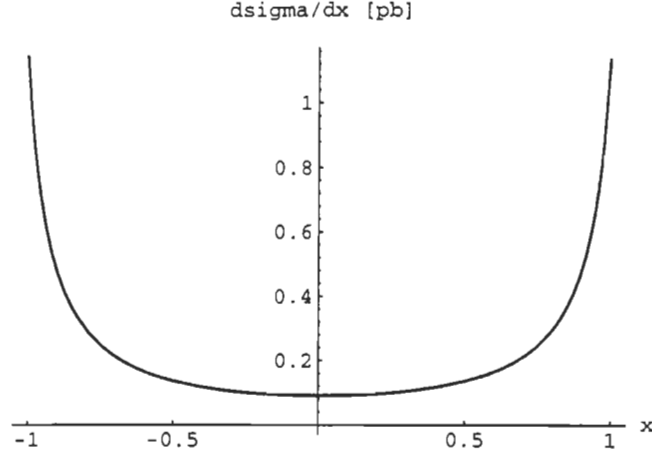
### RÉSULTATS ET DISCUSSION.

Nous en sommes enfin rendu à donner un aperçu de ce que nous avons obtenu. Ce chapitre contient presque exclusivement des graphiques de sections efficaces, de taux de désintégration ainsi que leur analyse. Nous allons commencer par jeter un coup d'oeil sur le processus  $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$  (chapitre 3).

#### 6.1 Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$ .

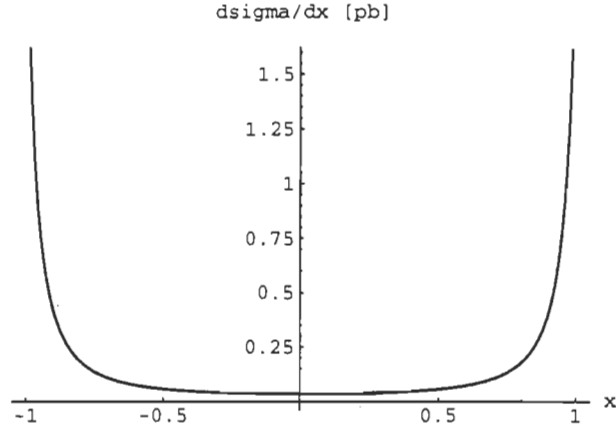
Les calculs du chapitre 3 sont faits pour un fermion quelconque. Il peut aussi bien s'agir d'un électron, d'un quark top ou d'un partenaire supersymétrique. Toutefois, comme il faut bien choisir des valeurs numériques pour caractériser ce fermion arbitraire, nous considérerons le cas du quark top avec une masse de  $175\text{ GeV}$ . C'est d'ailleurs ce cas qui est le plus intéressant si on tient compte des actualités en physique des particules. C'est aussi le fermion auquel nous allons nous intéresser ensuite. Les graphiques de la section 6.1 ont été obtenus à partir de l'équation (3.21).

Le fait de ne pas avoir effectué la sommation sur les états de spin va nous permettre d'obtenir des distributions angulaires fort variées. Nous pourrions en expliquer les différents aspects en faisant appel à des arguments de conservation du moment cinétique total du système selon l'axe d'incidence. Dans le but d'avoir un point de comparaison, nous allons commencer par jeter un coup d'oeil sur le cas sans polarisation (figure 6.1).

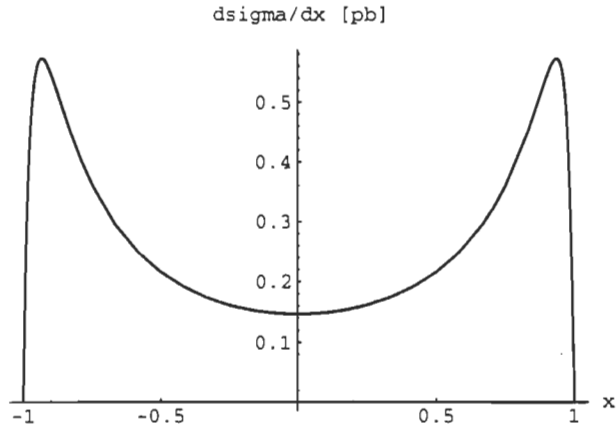


**figure 6.1** —Section efficace différentielle [pb] vs  $x$   
 $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$  sans polarisation.  $E = 500\text{GeV}$ ,  
 $m_t = 175\text{GeV}$ .

Les valeurs de la section efficace différentielle du graphique 6.1 varient entre 0,1 pb et 1,5 pb (1 pb =  $10^{-12}$  barn). Les fermions qui sont produits ont tendance à avoir des angles proches de  $x = \pm 1$ . Cela se produit parce que le processus est engendré par un canal t et u et parce que l'énergie choisie est raisonnablement plus grande que le seuil ( $E = 175\text{GeV}$ ), mais pas suffisamment pour négliger la masse des fermions, bien entendu. Par ailleurs, si on est trop proche du seuil, les valeurs près de  $x = 0$  prennent de l'importance tout en restant plus petites que les extrémités, mais la section efficace totale est radicalement plus faible. On le verra plus loin. Enfin, si l'énergie devient trop grande, le graphique 6.1 devient rectangulaire et les fermions vont tous dans le faisceau. Introduisons maintenant la polarisation.

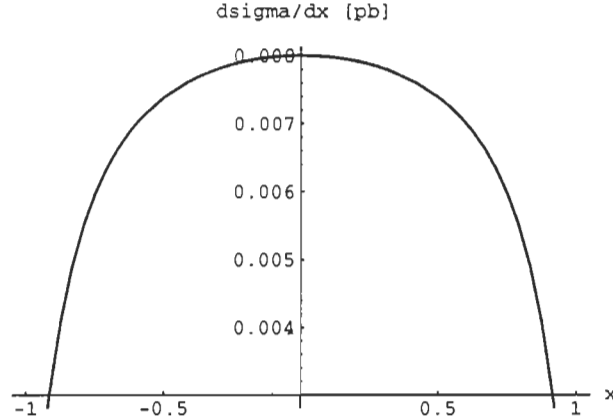


**figure 6.2** —Section efficace différentielle [pb] vs  $x$   
 $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ .  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ , fermions non polarisés,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ .



**figure 6.3** —Section efficace différentielle [pb] vs  $x$   
 $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ .  $\lambda_1 = 1$ ,  $\lambda_2 = -1$ , fermions non polarisés,  
 $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ .

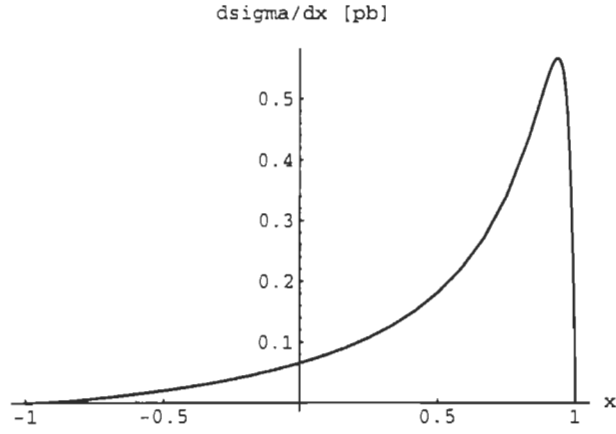
Les graphes 6.2 et 6.3 représentent les cas où les photons sont polarisés, mais pas les fermions produits. En 6.2, on a un moment cinétique total nul ( $J_z = 0$ ,  $z$  étant l'axe d'incidence). Le graphe est très comparable à ce qu'on obtient sans polarisation (fig. 6.1). Les choses changent dans le cas  $J_z = 2$ . On remarque que, malgré de fortes valeurs près de  $x = \pm 1$ , la section efficace différentielle chute à une valeur nulle aux extrémités. C'est que dans ce cas, comme les fermions sont sur l'axe d'incidence, le moment cinétique orbital ne contribue pas au moment cinétique total et les spins étant de un demi, ils ne peuvent à eux seuls conserver un  $J_z = 2$ . Mentionnons qu'il y a une relation entre  $x$  et les hélicités des fermions. On trouvera surtout l'état  $\lambda_3 = +1/2$  au fur et à mesure que  $x$  se rapproche des valeurs positives extrêmes. Le contraire est vrai également. La figure 6.5 illustre très bien cette observation. Notons que la contribution du moment cinétique orbital au moment cinétique total est maximale autour de  $x = 0$ .



**figure 6.4** —Section efficace différentielle [pb] vs  $x$   
 $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ .  $\lambda_1 = 1$ ,  $\lambda_2 = -1$ ,  $\lambda_3 = 1/2$ ,  $\lambda_4 = 1/2$ ,  
 $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ .

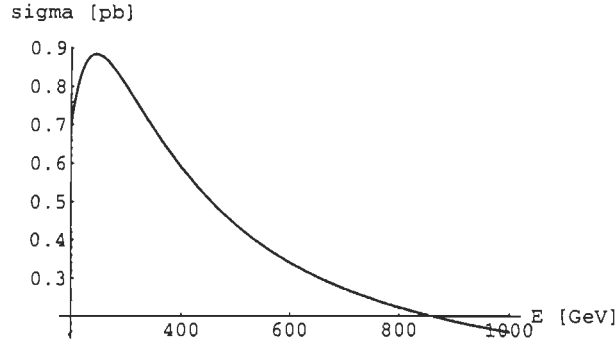
La figure 6.4 a une allure complètement différente des précédentes. Les fermions ont plus tendance à sortir aux alentours de  $x = 0$ . La contribution des spins des fermions au moment cinétique total est nulle. Il ne reste que la

contribution du moment cinétique orbital. La section efficace différentielle est beaucoup plus faible dans ce cas.



**figure 6.5** —Section efficace différentielle [pb] vs  $x$   
 $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ .  $\lambda_1 = 1$ ,  $\lambda_2 = -1$ ,  $\lambda_3 = 1/2$ ,  $\lambda_4 = -1/2$ ,  
 $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ .

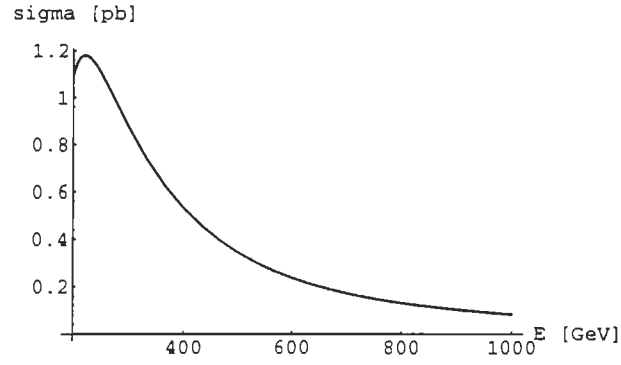




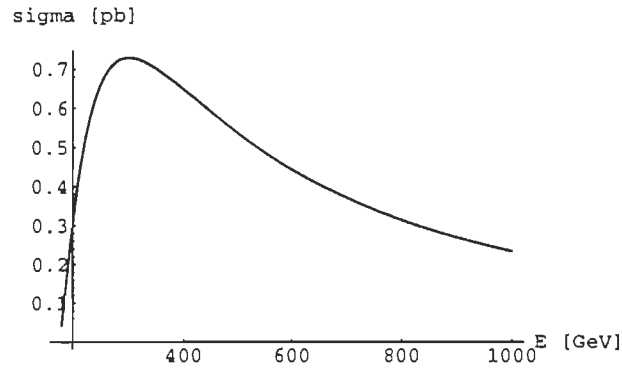
**figure 6.6** —Section efficace totale [pb] vs  $E[\text{GeV}]$   
 $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ . Aucune polarisation.  $m_t = 175\text{GeV}$ .

La figure 6.5 présente une asymétrie entre la région  $x > 0$  et  $x < 0$ . Pour les  $x$  négatifs, les spins des fermions sont alignés de telle façon qu'ils nuisent à la conservation du moment cinétique. C'est pourquoi il y aura moins d'événements dans cet état sur la partie gauche du graphique 6.5. Les valeurs nulles aux extrémités s'expliquent de la même façon que dans les cas précédents. Parlons maintenant de section efficace totale.

La figure 6.6 montre le comportement de la section efficace totale en fonction de l'énergie. La courbe est nulle au seuil ( $E = m_t$ ), puis monte rapidement pour atteindre un maximum à environ  $280\text{GeV}$ , puis redescend lentement. Par définition, la section efficace doit diminuer comme  $1/s$ . Mais avant que ce facteur prenne le dessus (loin du seuil), l'élément de matrice a tendance à augmenter la section efficace avec l'énergie. D'où l'existence d'un maximum une centaine de GeV au-dessus du seuil. La polarisation ne semble pas affecter beaucoup cette courbe (figures 6.7 et 6.8).



**figure 6.7** —Section efficace totale [pb] vs  $E[GeV]$   
 $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ .  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ , fermions non polarisés.  $m_t = 175 GeV$ .

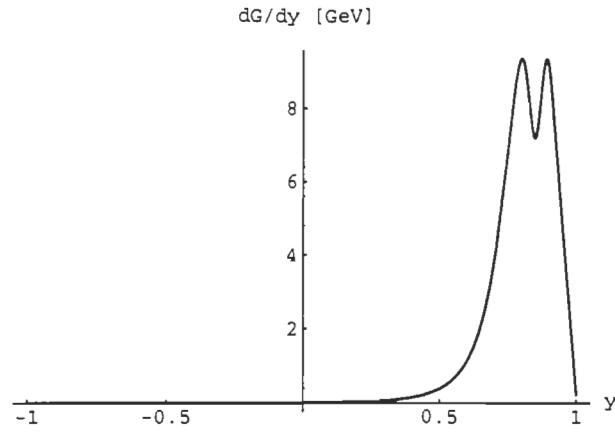


**figure 6.8** —Section efficace totale [pb] vs  $E[GeV]$   
 $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ .  $\lambda_1 = 1$ ,  $\lambda_2 = -1$ , fermions non polarisés.  
 $m_t = 175 GeV$ .

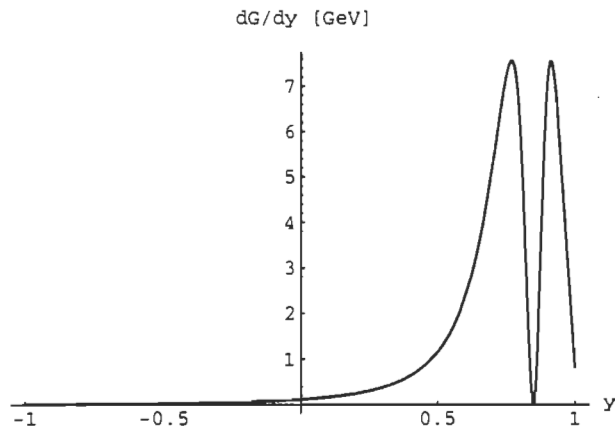
On a donc des sections efficaces qui peuvent être mesurées. L'utilisation de la polarisation nous permet d'avoir des distributions angulaires très variées, ce qui pourrait éventuellement être mis à profit si, pour éliminer le bruit on devait recourir à des coupures dans l'impulsion transversale des événements qui nous intéressent. En pratique, une collision entre deux photons peut donner lieu à d'autres processus que celui étudié ici, et certains de ces bruits dont on veut se débarrasser peuvent facilement être aussi présents que le signal qui nous intéresse. On peut alors éliminer certains événements en fonction de leur impulsion transversale. Or, s'il est possible de trouver une polarisation qui donne des distributions angulaires très différentes au bruit et au signal, ce filtre nous débarrassera d'une partie plus ou moins importante du bruit.

## 6.2 Production et désintégration du top dans le MS.

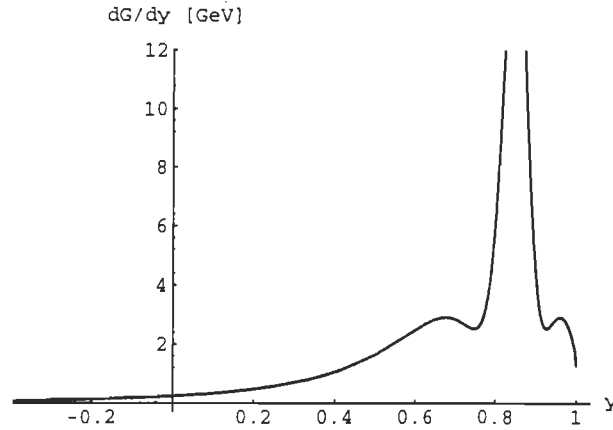
Nous allons maintenant discuter des résultats obtenus dans le cadre théorique du MS. Tout d'abord, penchons-nous sur la désintégration du top sans tenir compte de son mode de production (équation 4.34). Les figures 6.9 à 6.11 montrent, pour les différents états d'hélicité du  $W$ , le taux de désintégration du top pour  $x = 0.85$ . Nous avons choisi cette valeur pour deux raisons. Physiquement, en autant qu'on effectue la sommation sur les états de spin du  $\bar{t}$ , la production du top favorise des valeurs de  $x$  proches des extrémités. D'autre part, il s'est avéré que le paramètre  $r$  introduit au chapitre 4 était difficile à manipuler. Le choix de  $x = 0.85$  garde  $r = 1$  pour toutes les valeurs de  $y$ . Enfin, l'idéal aurait été d'intégrer la quantité  $x$ , mais il aurait fallu recourir à des méthodes numériques. Ceci dépasse le cadre de ce travail mais pourrait être fait ultérieurement.



**figure 6.9** —Taux de désintégration du top dans le MS.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\lambda_6 = 1$ .



**figure 6.10** —Taux de désintégration du top dans le MS.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\lambda_6 = -1$ .

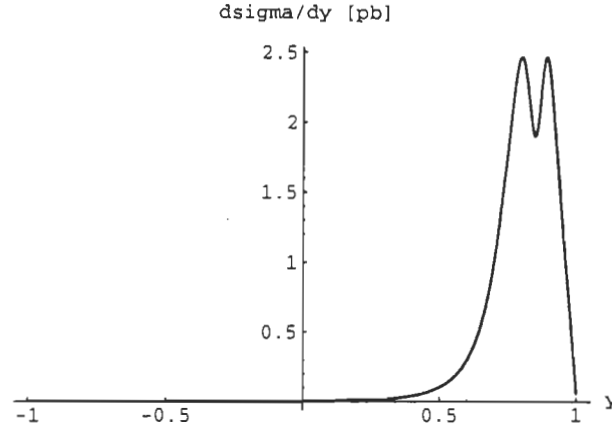


**figure 6.11** —Taux de désintégration du top dans le MS.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\lambda_6 = 0$ .

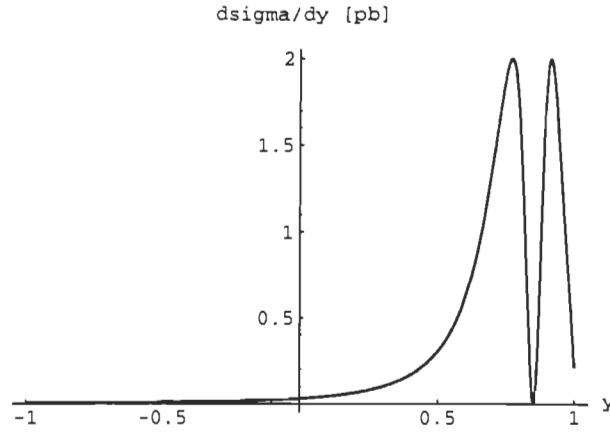
Avant d'analyser les graphiques 6.9 à 6.11, une remarque importante doit être faite. Si on intègre la surface sous la courbe, on trouve une valeur supérieure à la largeur du top. C'est un effet pervers de notre paramétrisation de l'angle zénithal du bottom. La région qui est proche de la valeur de  $x$  choisie est sureprésentée, au détriment de la région opposée. Or, c'est justement dans cette région que les événements vont se produire. Si on pose  $x = 1$  et qu'on intègre  $y$ , le problème disparaît et on obtient la largeur du top. Puisque que la région sous-représentée (bottom anti-parallèle au top) est la moins intéressante, ce problème sera sans gravité dans la mesure où on ne s'intéresse qu'aux distributions.

Il est clair que le bottom et le  $W$  auront, parce que le top est assez loin du seuil, tendance à aller dans une direction proche de celle de leur particule mère. Ceci est vérifié graphiquement. Sur le graphique 6.9 ( $\lambda_6 = +1$ ), on remarque un petit minimum relatif à  $y = 0.85$ . À cet endroit, les impulsions sont complètement alignées et seul l'état du top  $\lambda_3 = 1/2$  peut participer sans violer la conservation du moment cinétique. Au même endroit sur le graphique 6.10 ( $\lambda_6 = -1$ ), le taux de désintégration tombe carrément à zéro. C'est que les hélicités du bottom et du  $W$  s'additionnent au lieu de se soustraire. La conservation du moment cinétique est alors impossible à satisfaire.

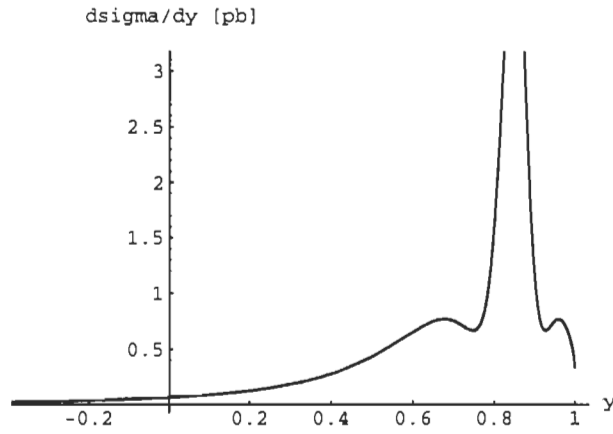
Le graphique 6.11 ( $W$  dans l'état longitudinal) montre plutôt une augmentation très forte à  $y = 0.85$ . Le maximum atteint est d'environ  $34\text{GeV}$ . Ce qui se produit ici est dû au couplage qui, en raison de la forte masse du top, favorise beaucoup l'état longitudinal du  $W$ .



**figure 6.12** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$  dans le MS. Photons non polarisés.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\lambda_6 = 1$ .



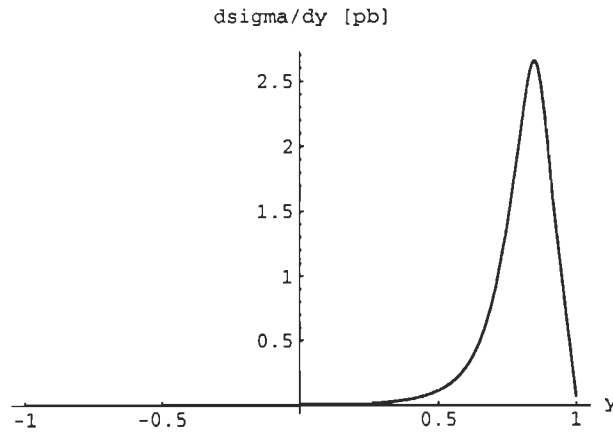
**figure 6.13** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$  dans le MS. Photons non polarisés.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\lambda_6 = -1$ .



**figure 6.14** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$  dans le MS. Photons non polarisés.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\lambda_6 = 0$ .

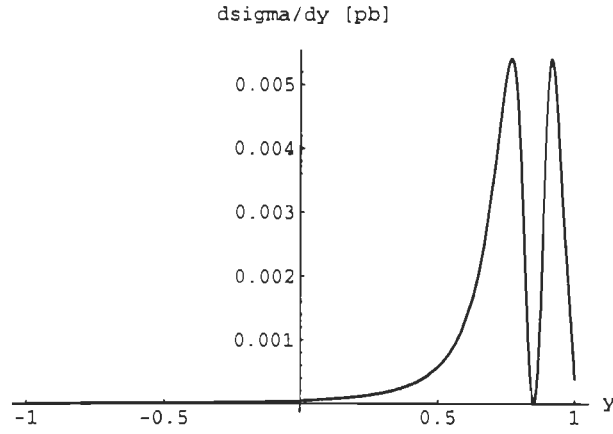
On peut maintenant, à la lumière de ce qu'on vient d'observer, regarder ce qui se passe quand on tient compte de la photoproduction (équation 4.19). Sans polarisation des photons, les graphiques 6.12 à 6.14 montrent que l'allure des sections efficaces est identique à celle des taux de désintégration. C'est parce que les deux états de spin du top sont aussi présents l'un et l'autre.

La situation change lorsqu'on polarise les photons. Dans le cas  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$  (figures 6.15 à 6.17), il faut être conscient que la production de top dans l'état  $\lambda_3 = +1/2$  domine largement. Le graphique 6.15 ne présente plus de minimum relatif à  $y = 0.85$ . L'état  $\lambda_3 = -1/2$  étant presque absent a priori, sa non participation à cet endroit n'affecte pas l'allure de la courbe. En 6.16, à  $y = 0.85$ , l'état  $\lambda_3 = +1/2$  est lui aussi interdit. La section efficace est beaucoup plus faible qu'en 6.15 car l'état  $\lambda_3 = -1/2$  (presque absent) est le plus avantage par cette polarisation du  $W$  ( $\lambda_6 = -1$ ). En 6.17, on a aussi une chute de section efficace à  $y = 0.85$  ce qui est contraire à ce qui se passe quand on n'a pas de polarisation pour les photons, et donc quand les états  $\lambda_3 = \pm 1/2$  sont également présents. C'est que seul l'état  $\lambda_3 = -1/2$  peut satisfaire la conservation du moment cinétique.

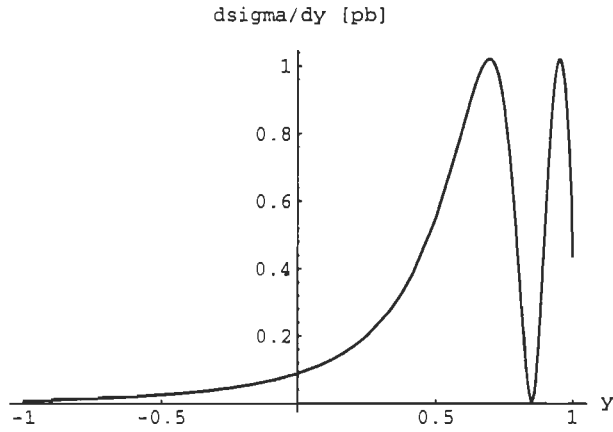


**figure 6.15** — Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$  dans le MS. Photons polarisés:  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ .  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\lambda_6 = 1$ .



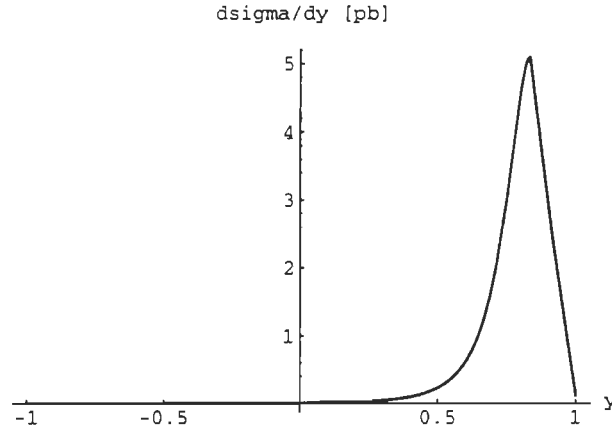


**figure 6.16** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$  dans le MS. Photons polarisés:  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ .  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\lambda_6 = -1$ .

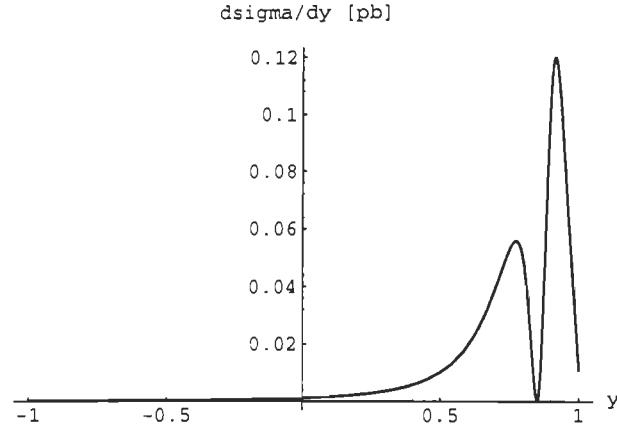


**figure 6.17** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$  dans le MS. Photons polarisés:  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ .  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\lambda_6 = 0$ .

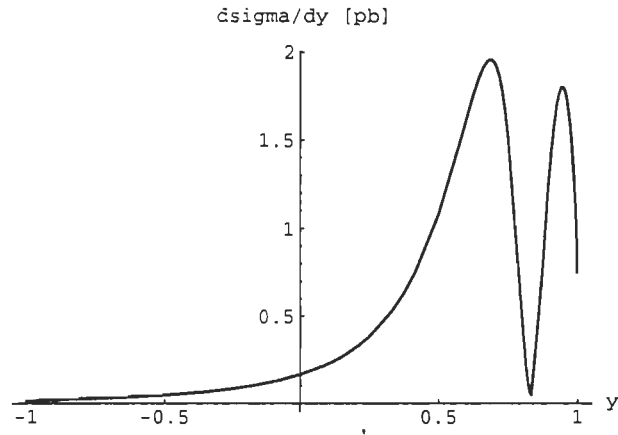
Il reste finalement à regarder la polarisation des photons  $\lambda_1 = 1$ ,  $\lambda_2 = -1$  (figures 6.18 à 6.20). Ici, on doit être conscient que la production impose une relation entre  $x$  et  $\lambda_3$ . Plus  $x$  est proche de 1, plus l'état  $\lambda_3 = +1/2$  est dominant, et vice versa. En 6.18, comme nous sommes à  $x = 0.85$ , la même explication qu'en 6.15 s'applique. En 6.19 et en 6.20, les chutes de section efficace ont aussi les mêmes explications qu'en 6.16 et 6.17 respectivement. Toutefois, il y a une asymétrie entre les deux maximums qui sont à gauche et à droite du zéro de section efficace. Dans la polarisation  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ , l'état  $\lambda_3 = -1/2$  était presque uniformément absent. Ici, ce n'est pas aussi vrai et la participation de cet état est visible par cette asymétrie.



**figure 6.18** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$  dans le MS. Photons polarisés:  $\lambda_1 = \lambda_2 = -1$ .  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\lambda_6 = 1$ .



**figure 6.19** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$  dans le MS. Photons polarisés:  $\lambda_1 = \lambda_2 = -1$ .  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\lambda_6 = -1$ .

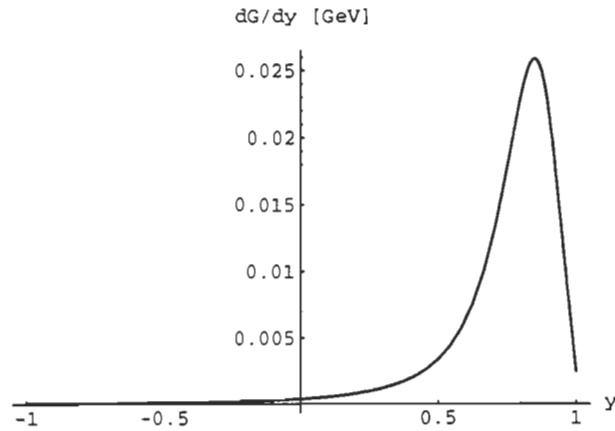


**figure 6.20** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{t}$  dans le MS. Photons polarisés:  $\lambda_1 = \lambda_2 = -1$ .  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\lambda_6 = 0$ .

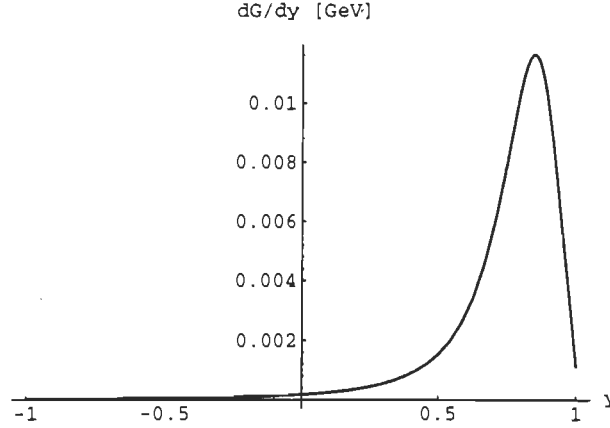
Pour finir, sans polarisation des photons, l'état longitudinal du  $W$  est assez avantageé mais les états transversaux obtiennent des sections efficaces comparables. Par contre, dès qu'on polarise les photons, l'état de polarisation du  $W$   $\lambda_6 = -1$  donne des sections efficaces nettement inférieures aux autres états.

### 6.3 Production et désintégration du top dans le MSSM.

Nous allons maintenant regarder le processus étudié au chapitre 5. Il faut s'attendre à des taux de désintégration et des sections efficaces de loin inférieures à ceux du MS. C'est effectivement ce qu'on obtient, on le verra assez rapidement d'ailleurs. Comme toujours, nous allons commencer par la désintégration seule. (équations 4.34 et 5.5).



**figure 6.21** — Taux de désintégration  $t \rightarrow bH^+$  dans le MSSM.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\tan\beta = 5$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = -1/2$ .



**figure 6.22** —Taux de désintégration  $t \rightarrow bH^+$  dans le MSSM.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\tan\beta = 5$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ .

Il y a plusieurs différences entre cette désintégration et  $t \rightarrow bW^+$ . D'abord,  $H^+$  est un scalaire. Ensuite, les deux états de spin du bottom sont permis et leur participation dépend du paramètre  $\tan\beta$  dont la valeur n'est pas très bien connue. Tout ce qu'on sait de ce dernier est l'intervalle auquel il appartient. Nous étudierons dans l'ordre les cas  $\tan\beta = 5$ ,  $\tan\beta = 20$  et  $\tan\beta = 35$ . Enfin, l'élément de matrice de cette désintégration est, pour un  $\lambda_5$  donné, égal à une constante.

Il y a aussi la question de la masse du  $H^+$ . Le MSSM nous donne la relation suivante (Spira *et al.*, 1995):

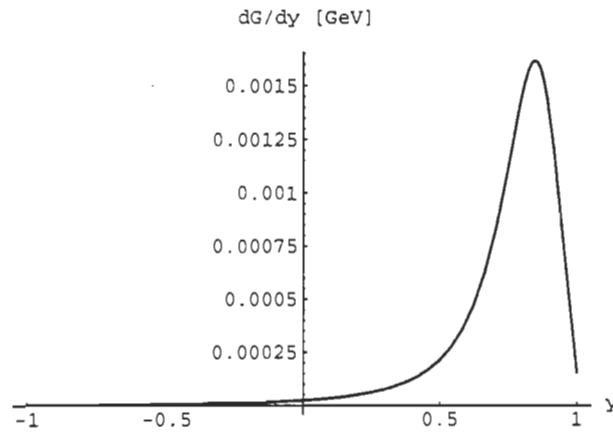
$$M_{H^+}^2 = M_w^2 + M_{A^0}^2$$

où  $A^0$  est un pseudo-scalaire dont l'existence est prévue par ce modèle. Comme nous étudions la désintégration du top en un  $H^+$ , nous supposons aussi que  $M_{H^+} < m_t$ . C'est selon ces considérations que nous avons choisi de travailler avec  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ .

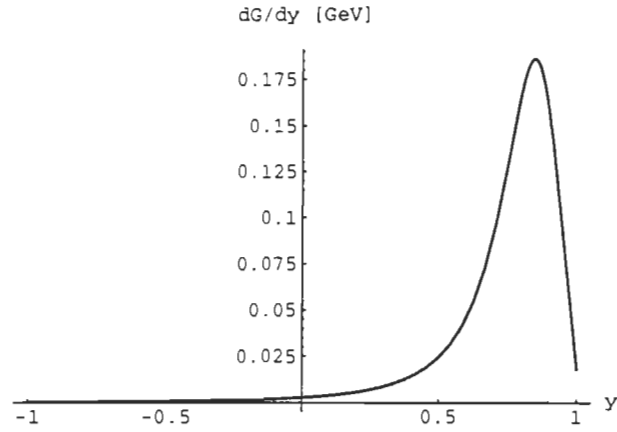
Commençons par  $\tan\beta = 5$ . Pour cette valeur, les états  $\lambda_5 = -1/2$  et  $\lambda_5 = +1/2$  sont présents dans une proportion d'environ 1/3 et 2/3 respectivement

(figures 6.21 et 6.22). Tandis que pour  $\tan \beta = 20$  et  $\tan \beta = 35$ , c'est vraiment l'état  $\lambda_5 = +1/2$  qui domine (figures 6.23 à 6.26). On remarque également que dans cet état, le taux de désintégration augmente avec  $\tan \beta$ .

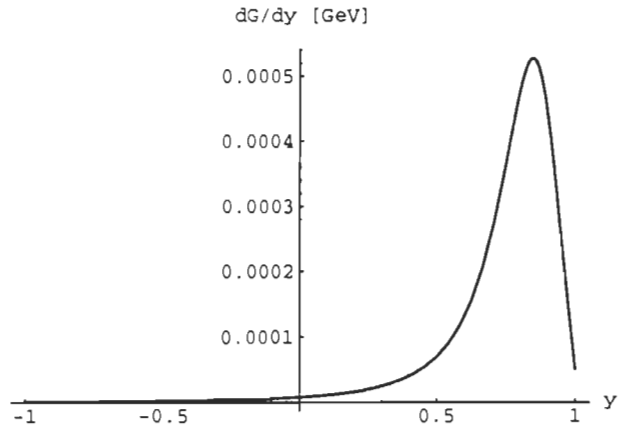
Il ressort de ce processus une simplicité désarmante. Les sections efficaces ont toutes la même allure que les taux de désintégration ci-haut (équations 5.5, 4.34 et 4.19). Nous nous contenterons de présenter les graphiques des sections efficaces les plus élevées, soit l'état  $\lambda_5 = +1/2$  pour  $\tan \beta = 20$  et  $\tan \beta = 35$ .



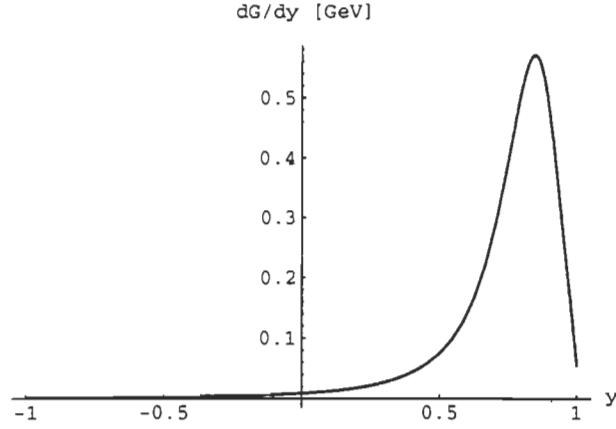
**figure 6.23** —Taux de désintégration  $t \rightarrow bH^+$  dans le MSSM.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\tan \beta = 20$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = -1/2$ .



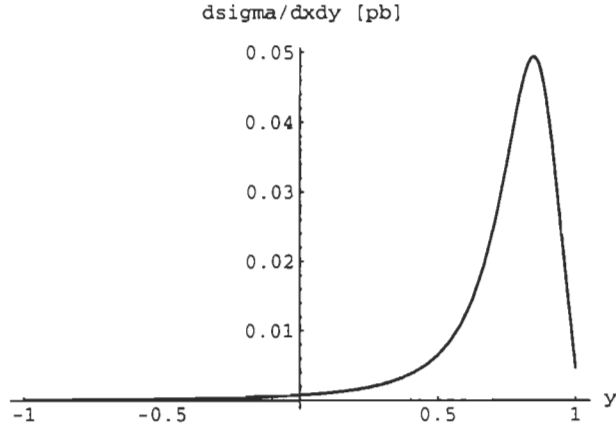
**figure 6.24** —Taux de désintégration  $t \rightarrow bH^+$  dans le MSSM.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\tan \beta = 20$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ .



**figure 6.25** —Taux de désintégration  $t \rightarrow bH^+$  dans le MSSM.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\tan \beta = 35$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = -1/2$ .

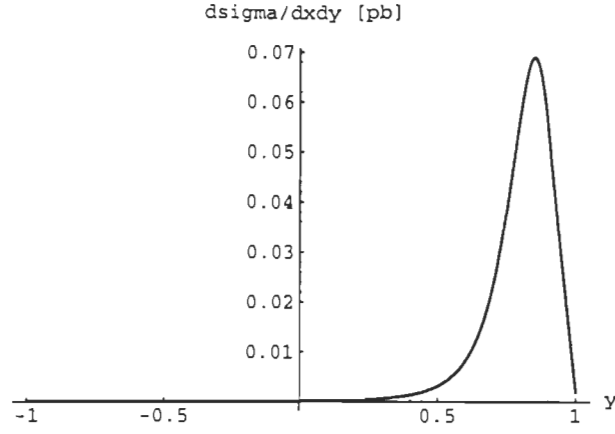


**figure 6.26** —Taux de désintégration  $t \rightarrow bH^+$  dans le MSSM.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\tan \beta = 35$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ .

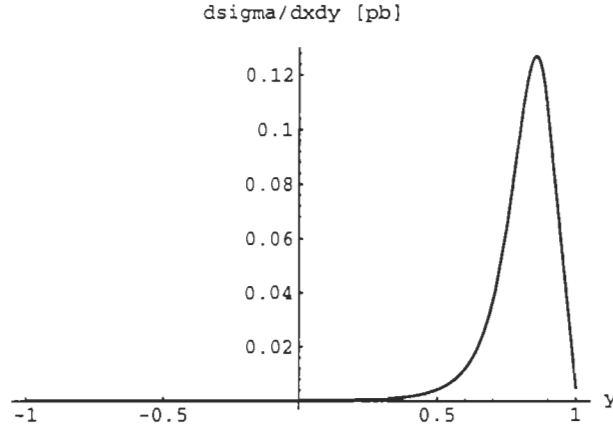


**figure 6.27** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bH^+\bar{t}$  dans le MSSM. Photons non polarisés.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\tan \beta = 20$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ .

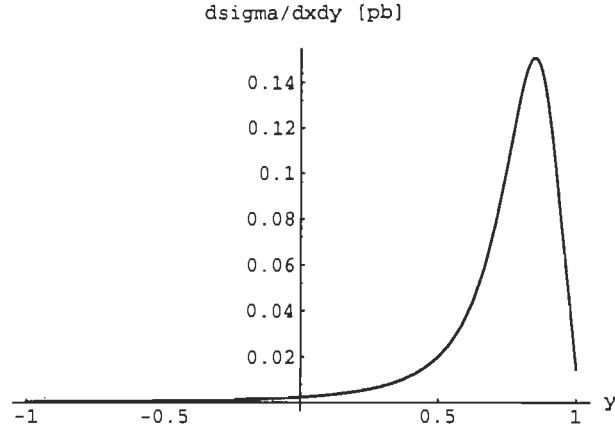




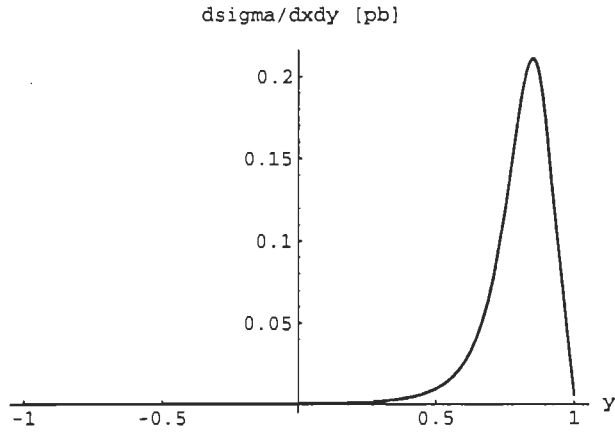
**figure 6.28** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bH^+\bar{t}$  dans le MSSM. Photons polarisés:  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ .  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\tan\beta = 20$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = -1/2$ .



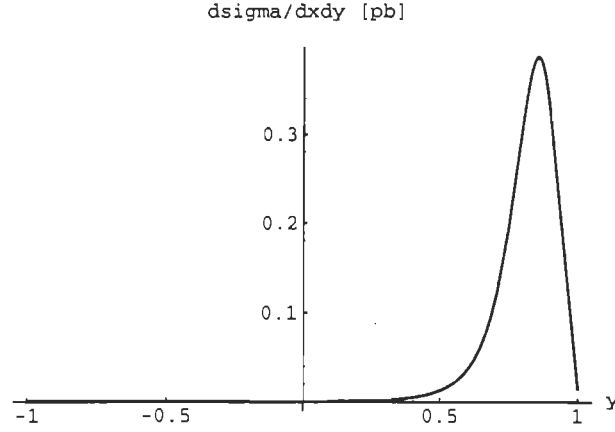
**figure 6.29** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bH^+\bar{t}$  dans le MSSM. Photons polarisés:  $\lambda_1 = 1, \lambda_2 = -1$ .  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\tan\beta = 20$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ .



**figure 6.30** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bH^+\bar{t}$  dans le MSSM. Photons non polarisés.  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\tan\beta = 35$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ .



**figure 6.31** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bH^+\bar{t}$  dans le MSSM. Photons polarisés:  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$ .  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\tan\beta = 35$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ .



**figure 6.32** —Section efficace différentielle  $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bH^+\bar{t}$  dans le MSSM. Photons polarisés:  $\lambda_1 = 1, \lambda_2 = -1$ .  $x = 0.85$ ,  $E = 500\text{GeV}$ ,  $m_t = 175\text{GeV}$ ,  $\tan\beta = 35$ ,  $M_{H^+} = 150\text{GeV}$ ,  $\lambda_5 = +1/2$ .

Les différences de grandeur entre les sections efficaces pour les différentes polarisations des photons employées viennent des valeurs de la section efficace de photoproduction évaluée en  $x = 0.85$ . On se référera au besoin aux figures 6.1, 6.2 et 6.3.

Ce qui ressort de l'étude de ce processus de désintégration dans le MSSM concerne surtout la dépendance de  $\tan\beta$ . On doit conclure que plus ce dernier est grand, plus cette désintégration sera mesurable. Et plus le bottom aura tendance à être dans l'état  $\lambda_5 = +1/2$ .

## CONCLUSION.

Plusieurs aspects du problème n'ont pas été touchés dans ce travail mais pourraient faire l'objet d'un travail ultérieur. En premier lieu, comme il a été mentionné au chapitre 2, les photons produits par rétrodiffusion ont un large spectre d'énergie. Une chose à faire serait de tenir compte des spectres d'énergie des photons. Il sera alors probablement nécessaire d'avoir recours à des simulations numériques, chose qui n'a pas été faite dans ce travail.

Nous avons tenté de tenir compte de la désintégration du  $W$  en deux fermions. Mais des difficultés ont commencé à apparaître lorsque nous nous sommes penché sur les lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie. La désintégration  $t \rightarrow b f_i \bar{f}_j$  a alors été abandonnée au profit de la désintégration  $t \rightarrow b W^+$ . La complexité du problème était en partie liée à l'impossibilité de ramener ce processus à un plan comme c'est possible de le faire pour une désintégration à deux corps. On pourra éventuellement y arriver en ayant recours, une fois de plus, à des simulations numériques. Il serait important de modifier la paramétrisation de l'angle zénithal du  $b$  et du  $W$  même pour la désintégration à deux corps. De ce côté, il faudra fort probablement ajouter une composante selon l'axe  $y$  à nos vecteurs.

Dans notre calcul, seul le  $top$  se désintègre même si nous avons montré comment on pouvait tenir compte de la désintégration du  $\bar{t}$  aussi. Il faudrait que la désintégration de ce dernier soit elle aussi incluse dans la section efficace. Il faudrait également intégrer la quantité  $x$  numériquement, car on ne doit pas oublier que la paire  $t\bar{t}$  est un état intermédiaire du système dont les grandeurs échappent à une mesure directe.

Enfin, une fois tout cela effectué, il sera possible d'utiliser la même méthode pour effectuer les calculs pour différentes désintégrations prévues par différents modèles. On pourra aussi étudier d'autres fermions lourds, on pense ici à cer-

tains partenaires supersymétriques, et toujours inclure leurs différents modes de désintégration.

Malgré tous ces aspects du problème que nous venons de mentionner et qui n'ont pas trouvé d'oreille attentive dans ces pages, nous pouvons quand même affirmer certaines choses. La polarisation apparaît importante pour la richesse des distributions qu'elle permet d'obtenir et aussi pour favoriser certains états de spin des fermions produits. Il n'est donc pas inutile de polariser les photons.

La méthode d'approximation pour inclure la désintégration va probablement continuer de s'avérer utile dans le travail futur, car des candidats de choix seront des partenaires supersymétriques réputés très massifs.

L'étude du processus  $t \rightarrow bH^+$  pourrait s'appliquer à d'autres modèles qui comporte deux doublets de Higgs. Ce sont ces derniers qui font apparaître le paramètre  $\tan\beta$  qui est le rapport des deux valeurs moyennes des champs scalaires dans le vide.

Finalement, dans le cadre d'un travail qui aurait pour objet d'identifier et d'éliminer les sources de bruit pour étudier un processus bien précis, la polarisation, avec les coupures, pourra s'avérer être une arme efficace.

## APPENDICE: NOTATION ET REPRÉSENTATION DE DIRAC.

Chaque particule intervenant dans un processus est numérotée et ce numéro est attribué aux variables représentant les différents aspects de cette dernière.

Les spineurs sont normalisés de la façon suivante:

$$\bar{u}u = 2m$$

et

$$\bar{v}v = -2m.$$

Les projecteurs d'énergie positive et négative sont par conséquent:

$$\Lambda_+ = \not{p} + m$$

et

$$\Lambda_- = \not{p} - m$$

où  $\not{p}$  est une notation pour la contraction  $a_\mu \gamma^\mu$ .

La représentation employée pour les matrices de Dirac est:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}.$$

où les  $\sigma_i$  sont les matrices de Pauli. Enfin, on a

$$\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

## BIBLIOGRAPHIE.

## LIVRES:

Aitchison, I. J. R. et J.G. Hey. 1989. *Gauge theories in particle physics*, 2e édition. Bristol (G.-B.): Éditions Adam Hilger.

Barger, V. D. et R. J. N. Phillips. 1987. *Collider physics*. États-Unis: Éditions Addison-Wesley.

Kaku, M. 1993. *Quantum field theory, a modern introduction*. New-York: Presses universitaires d'Oxford.

Kane, G. 1993. *Modern elementary particle physics*, éd. rev. États-Unis: Éditions Addison-Wesley.

## ARTICLES:

Baillargeon, M., G. Bélanger et F. Boudjema. 1994. *Electroweak physics issues at high energy photon collider dans Two photon physics, from DAΦNE to LEP200 and beyond*. édité par F. Kapusta and J. Parisi, World Scientific.

Cabibbo, N. 1963. *Unitary symmetry and leptonic decays*. Phys. Rev. Lett. 10.

Glashow, S. 1961. *Partial symmetries of weak interactions*. Nucl. Phys. 22.

Gunion, J. F. et H. E. Haber. 1986. *Higgs bosons in supersymmetric models*. Nuclear Physics B272.

Haber, H.E. et G.L. Kane. 1985. Phys. Rep. 117.

Haber, H. E. 1994. *Spin formalism and applications to new physics searches*. SCIPP 93/49, NSF-ITP-94-30.

Kawasaki, S., T. Shirafuji et S.Y. Tsai. 1973. *Productions and decays of short-lived particles in  $e^+e^-$  colliding beam experiments*. Progress of theoretical physics, vol.49, no 5.

Kobayashi M. et T. Maskawa. 1973. *CP violation in the renormalizable theory of weak interaction*. Prog. Theor. Phys. 49.

Salam, A. 1968. *Elementary particle theory: relativistic groups and analyticity*. (Nobel symposium no 8). Édité par N. Svartholm, Almquist et Wiksell, Stockholm.

Spira, M., A. Djouadi, D. Graudenz et P.M. Zerwas. 1995. *Higgs bosons production at the LHC*. DESY 94-123. GPP-UdeM-TH-95-16. CERN-TH/95-30.

Weinberg, S. 1967. *A model of leptons*. Phys. Rev. Lett. 19.

#### AUTRES:

Depommier, P. 1990. *Au-delà du modèle standard*. Cours donné à l'institut des sciences nucléaires de Grenoble.